PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. 1. Mai 1903. 4. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 16 am 6. Mai 1903.

INHALT.

Originalmitteilungen:

H. Friedenthal, Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn von Wesendonk: Über einige Beziehungen des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik zur Leistung mechanischer Arbeit. S. 425.

A. Garbasso, Prioritätsbemerkung zu dem Aufsatze von J. Kossonogoff: Über optische Resonanz. S. 426.

F. Kirchner, Zur Frage der optischen Resonanz. S. 426.

J. Hartmann, Die Wellenlänge der Magnesiumlinie λ 4481. S. 427.

A. Pflüger, Das Absorptionsvermögen einiger Gläser. S. 429.

O. Lummer und E. Pringsheim, Zur anomalen Dispersion der Gase. S. 430.

K. Schwarzschild, Bemerkung zur Elektrodynamik. S. 431.

K. R. Johnson, Eine Notiz über die geschichteten Entladungen in verdünnten Gasen. S. 432.

R. Blondlot, Über die Polarisation der X-Strahlen. S. 435.

F. Harms, Über die Emanation des Phosphors. S. 436.

J. Elster und H. Geitel, Über die durch radioaktive Emanation erregte scintillierende Phosphoreszenz der Sidot-Blende. S. 439.

J. Stark, Induktionserscheinungen am Quecksilberlichtbogen im Magnetfelde. S. 440.

C. Forch, Weitere Versuche zur Frage: „Bewirken radioaktive Substanzen eine Absorption von Gravitationsenergie?" S. 443.

G. Benischke, Versuche zur Teilung des Wechselstromes. S. 445.

Besprechungen:

Rechentafel System Proell. S. 446.

Astronomischer Jahresbericht herausgegeben von W. F. Wislicenus. III. S. 447.

A. Krisch, Astronomisches Lexikon. S. 447.

H. Hoernes, Lenkbare Ballons. Rückblicke und Aussichten. S. 447.

Personalien. S. 448.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn v. Wesendonk: Über einige Beziehungen des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik zur Leistung mechanischer Arbeit.

Von Hans Friedenthal in Berlin.

In seiner oben bezeichneten Arbeit[1]) citiert Herr von Wesendonk zwei aus dem Zusammenhange gerissene Sätze meines Vortrages „Wieviel von der Verbrennungswärme von Brennstoffen lässt sich in mechanische Arbeit umsetzen"[2]) in einer Weise, welche bei denen, welche meinen Vortrag nicht gehört haben, die Meinung erwecken muss, als hätte ich den zweiten Hauptsatz der Energielehre missverstanden, während in Wahrheit die weiteren Ausführungen des Herrn von Wesendonk sowohl wie die von ihm citierte Kritik seitens des Herrn Prof. Planck in keinem Punkte mit meinen Ausführungen kollidierte. Ich habe in meinem oben citierten Vortrage nachzuweisen versucht, dass eine Dampfmaschine, welche die gesamte Verbrennungswärme des benutzten Brennmaterials in nutzbare mechanische Arbeit umsetzt, ja sogar während ihrer Arbeitsleistung die Umgebung abkühlt und auch die ihr zugeführte Wärme der Umgebung in mechanische Arbeit umsetzt, nicht dem richtig definierten zweiten Hauptsatze der Energielehre widerspricht, ebensowenig wie die Helmholtzschen elektrischen Ketten, welche 100% der chemischen Energie in Elektrizität und damit auch in nutzbare mechanische Arbeit umzuwandeln gestatten. Herr von Wesendonk teilt nach seinen Ausführungen diese meine Ansicht, während in Lehrbüchern der Physik[1]) die Energieformen in eine Rangordnung gepresst werden, welche die quantitative Umwandlung der einen Energieform in die andere unmöglich machen soll, wenn es sich um den Übergang von niederen Energieformen (Wärme) in höhere Energieformen (mechanische Arbeit) handelt. Ich habe in meinem Vortrage darauf hingewiesen, dass eine solche Rangordnung physikalisch unberechtigt ist und nur die Grösse der technischen Schwierigkeit andeutet, geeignete Prozesse zu finden, welche die stets theoretisch mögliche quantitative Umwandlung einer Energieform in jede beliebige andere Energieform auszuführen gestatten. Definiert man also irrtümlicherweise mit obigem Lehrbuche der Physik eine Maschine, welche in einem periodischen Prozesse Wärme quantitativ in mechanische Arbeit umwandelt, als Perpetuum mobile zweiter Ordnung, so kann man theoretisch einem solchen Perpetuum mobile mit einem von Null unmerklich wenig unterschiedenen Fehler nahekommen. Der Zerstreuungsgrad der Energie, darauf wollte ich in meinem Vortrage besonders hinweisen, hat keinen für jede Umwandlung angebbaren zahlenmässigen Wert, sondern kann auch bei der Umwandlung der sogenannten niedersten Energieform der Wärme der Null beliebig genähert werden, ohne Benutzung des absoluten Nullpunktes. Der Carnotsche Kreisprozess liefert nicht ganz allgemein das Maximum an Arbeit, welches bei gegebenem Tem-

1) Diese Zeitschrift **4**, 329, 1903.

2) Verh. der Deutsch. Physik. Ges. **4**, No. 18, 1902.

1) Siehe Auerbach, Kanon der Physik S. 324, 1899. Auch an zahlreichen anderen Stellen der physikalischen Litteratur findet sich die Ansicht von der Unmöglichkeit der quantitativen Umwandlung niederer Energieformen in höhere vertreten.

peraturintervall aus einem gegebenen Wärmequantum entstanden gedacht werden kann, sondern giebt nur ein Maximum für die Überführung von Wärme über Volumenenergie in mechanische Arbeit bei steter Verwendung der gleichen Materie zur Energieübertragung. Wird eine bestimmte Wärmemenge von bestimmtem Potential zur Verfügung gestellt, so kann ich diese ganze Wärmemenge bei noch so kleinem Wärmepotential theoretisch in einem idealen Thermoelement in Elektrizität und die gesamte Elektrizität in mechanische Energie umsetzen und so nicht nur denjenigen Bruchteil in mechanischer Arbeit erhalten, welcher sich bei Verwendung einer Maschine mit idealem Carnotschen Kreisprozess bei dem gegebenen Temperaturgefälle erhalten lässt. Die von mir geschilderte Dampfmaschine, bei welcher der Abdampf nach geschehener Arbeitsleistung verbrennt, liefert mehr mechanische Arbeit bei gleichem Temperaturgefälle als eine Dampfmaschine, in welcher das Arbeitsmittel einen idealen Carnotschen Kreisprozess ausführt.[1]) Dass für die günstigste Verwertung von Verbrennungswärme ein Kreisprozess innerhalb der Maschine niemals in Frage kommen kann, da die Stoffmengen sich innerhalb der Maschinen anhäufen müssten, hatte ich bereits in der Einleitung meines Vortrages erwähnt, es ist daher ein Irrtum, zu glauben, dass sich nach der Formel

$$L_m = \frac{Q_{n\,1}}{A\,T_1}(T_1 - T_2)$$

das Maximum[2]) an Arbeit berechnen lässt, welches sich durch eine Maschine aus einer gegebenen Brennstoffmenge erhalten lässt.

Während ich also zu zeigen versuchte, dass die von mir geschilderte Dampfmaschine keines der bisher gültigen physikalischen Gesetze verletzt, und nur ein weit verbreiteter Irrtum über die Bedeutung des zweiten Hauptsatzes der Energielehre zu dem Glauben verleiten könnte, als wäre eine Maschine unmöglich, welche bei gegebenem Temperaturgefälle die gesamte Verbrennungswärme des Brennstoffes in mechanische Arbeit umzusetzen gestattet, stellt Herr von Wesendonk es so dar, als ob meine Ausführungen auf einer missverständlichen Auffassung des zweiten Hauptsatzes der Energielehre beruhten. In Wahrheit erweisen seine weiteren Ausführungen selber die von mir geschilderten, bisher von vielen für unmöglich gehaltenen Maschinenanordnungen als theoretisch durchaus möglich.

1) Eine Dampfmaschine, welche ebenfalls mehr Arbeit liefert als eine solche mit Carnotschem Kreisprozess des Arbeitsmittels schildert Schreber, Die Theorie der Mehrstoffdampfmaschinen. Leipzig, B. G. Teubner, 1903.

2) Wobei die höchste Verbrennungstemperatur gleich T_1 gesetzt wird.

Also nicht ich habe den zweiten Hauptsatz der Energielehre anders aufgefasst wie Herr von Wesendonk, sondern dieser muss den Sinn meiner Abhandlung völlig missverstanden haben. Kein physikalisches Gesetz braucht verletzt zu werden durch eine Maschine, welche mehr Arbeit liefert als der Verbrennungswärme des benutzten Brennstoffes entspricht — bei geeigneter Definition der Verbrennungswärme — dies beweist meine Abhandlung und dies beweist ebenso die Abhandlung des Herrn von Wesendonk.

(Eingegangen 26. März 1903.)

Prioritätsbemerkung zu dem Aufsatze von J. Kossonogoff: Über optische Resonanz.

Von A. Garbasso.

In einer Arbeit, die er in dieser Zeitschrift publizierte (**4**, 208, 1903), hat sich Herr Kossonogoff die Entdeckung der selektiven Reflexion bei Resonatorensystemen zugeschrieben.

Dagegen möchte ich bemerken, dass diese Erscheinung von mir vor etwa zehn Jahren beschrieben worden ist (Atti di Torino, **28**, 816, 1893; man sehe auch Wüllners Lehrbuch, **4**, 147, 5. Auflage, 1899); über die betreffende Note wurde in den Beiblättern (**17**, 971, 1893), in den Fortschritten der Physik (**2**, 481, 1893) sowie in anderen Fachzeitschriften referiert.

Aus Resonatoren gebildete Spiegel haben Aschkinass und ich bei unserer Untersuchung über Brechung und Dispersion der elektrischen Strahlen gebraucht (Wied. Ann. **53**, 534, 1894); solche Spiegel werden übrigens von mehreren Firmen unter ausdrücklicher Angabe meines Namens geliefert (m. s. z. B. Max Kohls Preisliste No. 12, S. 649, Fig. 5687).

Die Herren Rubens und Nichols hatten seinerzeit die Güte und Freundlichkeit, ihre Untersuchungen über Resonanzerscheinungen bei langen Wärmewellen, als „ein vollkommenes Analogon" zu den meinigen anzugeben.

Das ist in ähnlicher Weise von seiten des Herrn Wood geschehen, dessen Arbeit doch Herr Kossonogoff kennt und citiert.

(Eingegangen 23. März 1903.)

Zur Frage der optischen Resonanz.

Von F. Kirchner.

In Nr. 12 dieser Zeitschrift (**4**, 338, 1903) unterzieht Herr Wood meine Publikation in den Berichten der Kgl. Sächs. Ges. der Wissenschaften über optische Resonanz einer Kritik. Es sind Herrn Wood dabei einige Missverständnisse passiert. Erstens will ich

nicht die Farben der Lippmannschen Photographien, sondern ganz allgemein die der bei dem Lippmann-Verfahren gebrauchten Emulsionen erklären. Ich muss freilich zugeben, dass ich in meiner Mitteilung an die Akademie es leider unterlassen habe, ausdrücklich Interferenzwirkungen auszuschliessen. Interferenzerscheinungen, wie z. B. stehende Wellen, die an sich Farbeneffekte geben konnten, waren vorsätzlich vermieden, indem die Belichtung der Platten (mit weissem Lichte!) unter solchen Vorsichtsmassregeln geschah, dass Reflexionen unmöglich waren. Die Silberteilchen lagen also durchaus ungeordnet verteilt in der Schicht.

Ferner müsste meines Erachtens der Farbenwechsel beim Aufquellen in entgegengesetztem Sinne verlaufen, als dies bei meinen Präparaten der Fall war, falls Interferenzerscheinungen massgebend wären. Das Absorptionsmaximum einer von parallelen, äquidistanten *Ag*-Schichten durchsetzten Emulsion muss sich beim Aufquellen nach Rot verschieben — wenn nur die Interferenzwirkungen in Frage kommen. Bei meinen Präparaten verschiebt es sich aber nach Blau, wie deutlich aus den Kurven zu sehen ist. Der ganze Vorgang spielt sich bei meinen Emulsionen in einem ausserordentlich kleinen Raume, in den sog. Zenkerschen Schichten selbst, aber nicht zwischen ihnen ab.

(Eingegangen 12. April 1903.)

Die Wellenlänge der Magnesiumlinie λ 4481.

Von J. Hartmann.

In den Spektren einer grossen Anzahl von Sternen des ersten Typus erscheint die Magnesiumlinie λ 4481 als eine der kräftigsten und schärfsten Linien, die wegen ihrer günstigen Lage in dem am leichtesten photographierbaren Teile des Sternspektrums für die spektrographischen Geschwindigkeitsmessungen besonders geeignet ist. Bei der zu diesem Zwecke notwendigen scharfen Bestimmung ihrer Wellenlänge stiess man jedoch auf Schwierigkeiten, da die Linie im Spektrum des elektrischen Funkens zwischen Magnesiumelektroden immer sehr breit und verwaschen auftritt. Um eine genaue Messung der Wellenlänge zu ermöglichen, habe ich daher schon vor längerer Zeit durch eine Versuchsreihe, die ich zum Teil in Gemeinschaft mit Herrn Dr. Eberhard ausgeführt habe, die Bedingungen ermittelt, unter denen die Linie möglichst scharf erscheint, und es hat sich hierbei ergeben, dass es durchaus nicht schwer ist, dieselbe vollkommen scharf zu erhalten.

Am stärksten verbreitert erscheint die Linie in dem Entladungsfunken einer grossen Batterie von Leidener Flaschen und ebenso in dem Funken eines Induktoriums, sobald ein Kondensator eingeschaltet ist. Lässt man letzteren fort und nähert die Elektroden einander bis auf wenige Millimeter, so tritt die fast geräuschlose Glimmentladung ein, bei welcher die schwach rötlich leuchtende Brücke zwischen den Elektroden fast nur das Bandenspektrum des Stickstoffs zeigt. Nur dicht an der negativen Elektrode erscheinen die Hauptlinien des Metalls und unter diesen als eine der stärksten und schärfsten die Linie λ 4481. Die ganze Erscheinung ist jedoch so lichtschwach, dass sich diese Erregungsart zur Herstellung von Aufnahmen mit starker Dispersion nicht empfiehlt. Auch Huggins wies kürzlich[1]) darauf hin, dass die Linie im Glimmlichte scharf auftritt.

Ein Mittel, um ohne allzustarke Herabsetzung der Intensität die Linie im Induktionsfunken ziemlich scharf zu erhalten, besteht, wie Schuster und Hemsalech gezeigt haben, in der Anwendung oszillierender Entladungen. Gerade die Linie λ 4481 wird durch Einschaltung einer Selbstinduktionsspule sehr stark beeinflusst; sie wird, während die übrigen Linien nur geringe Intensitätsänderungen erleiden, etwa auf den fünften Teil ihrer Helligkeit herabgedrückt und geht aus einem etwa 20 *AE* breiten verwaschenen Bande in eine ziemlich schmale Linie mit erträglich guter Begrenzung über. Ihre Ränder werden jedoch nicht völlig scharf, und es zeigt sich, dass die Linie nicht symmetrisch, sondern auf der Seite der kürzeren Wellenlängen etwas stärker verwaschen ist. Infolge dieser Unsymmetrie rückt der Schwerpunkt der Linie um so mehr nach der weniger brechbaren Seite des Spektrums hin, je schmäler dieselbe wird, worauf ich unten nochmals zurückkommen werde. Immerhin erschien die Definition der Linie auch bei Anwendung grösserer Dispersion noch ausreichend, sodass ich einen Teil der Aufnahmen zur Bestimmung der Wellenlänge auf diese Art ausgeführt habe.

Verdampft man Magnesium im Kohlebogen, so tritt die Linie λ 4481 bekanntlich nicht auf, wohl aber, wenn man den Bogen direkt zwischen Magnesiumelektroden brennt, und zwar erscheint dieselbe, wie ich an anderer Stelle[2]) gezeigt habe, im Verhältnis zu anderen Linien des Spektrums um so intensiver, je geringer die angewandte Stromstärke ist. Die Schärfe der Linie ist hierbei erheblich grösser, als im Funkenspektrum und namentlich bei Benutzung

1) Astrophys. Journ. **17**, 145, 1903.
2) Akad. d. Wiss. zu Berlin. Sitzung vom 26. Feb. 1903.

sehr schwacher Ströme verschwindet die Verwaschenheit fast vollständig. Besonders vorteilhaft für die Intensität der Linie ist das Einschliessen der Elektroden in eine Wasserstoffatmosphäre, in welcher sie bei Anwendung derselben Stromstärke gegen zehnmal so kräftig erscheint, wie in Luft, ohne dass hierbei die Verwaschenheit erheblich gesteigert würde. Auf diese Art habe ich die Linie völlig scharf erhalten, indem ich einen sehr kleinen Bogen mit 120 Volt Spannung bei 0,3 Ampère Stromstärke in einer Wasserstoffatmosphäre brannte. Jedoch ist wegen ihrer geringen Lichtstärke auch diese Entladungsart für Aufnahmen mit starker Dispersion nicht besonders geeignet.

Erwähnt sei an dieser Stelle noch, dass auch der zwischen zwei Magnesiumstäben unter Wasser brennende Bogen die Linie λ 4481 kräftig und verhältnismässig scharf zeigt, worüber ausführlichere Mitteilung an anderer Stelle[1]) gemacht wurde; die Funkenentladung unter Wasser ergiebt dagegen die Linie ganz enorm verbreitert und verwaschen.

Das vollkommenste Verfahren, um die Linie bei hinreichender Intensität durchaus scharf zu erhalten, habe ich in den Funkenentladungen im Vakuum gefunden. Benutzt man ein grosses Induktorium und drei Leidener Flaschen, so wird die Linie schon bei etwa 60 mm Druck hinreichend scharf, um genaue Messungen zu ermöglichen. Zu beachten ist, dass hierbei, ausser der im Vakuum befindlichen, stets noch eine zweite Funkenstrecke eingeschaltet werden muss, bei welcher die Poldistanz möglichst gross zu nehmen ist. Unterlässt man dies, so tritt beim Evakuieren sehr bald die Glimmentladung ein, welche die Metalllinien, namentlich die Linie λ 4481, nur sehr schwach zeigt. Bei Benutzung einer äusseren Funkenstrecke finden dagegen auch im Vakuum, wenn der Druck nicht unter 1 mm beträgt, so kräftige Entladungen statt, dass das Spektrum leicht mit grosser Dispersion aufgenommen werden kann.

Ein Versuch, bei Atmosphärendruck nur durch Verminderung der Dichte des Magnesiumdampfes das gleiche zu erreichen, führte dagegen zu einem negativen Resultate. Eine Legierung, die ich durch Auflösen von 1 Teil Magnesium in 1000 Teilen geschmolzenem Zinn herstellte, ergab nämlich im Funkenspektrum die Linie λ 4481 nur ganz verwaschen.

Die für die Bestimmung der Wellenlänge nötigen Spektralaufnahmen habe ich mit dem Sternspektrographen III des Astrophysikalischen Observatoriums ausgeführt. Der Apparat enthält drei Flintglasprismen mit einem brechenden Winkel von 63^0 28′, Kollimator und Kamera haben 60 cm Brennweite. An der im vorliegenden Falle benutzten Stelle des Spektrums entspricht 1 mm auf der Platte 10,9 *AE*. Da somit einem Messungsfehler von 0,001 mm schon eine Änderung der Wellenlänge um 0,01 *AE* entspricht, so ist die Dispersion des Apparates für Messungen von höchster Genauigkeit allerdings nicht ausreichend, allein die Spektrogramme besitzen solche Schärfe, dass sie bei sorgfältiger Ausmessung denselben Genauigkeitsgrad zu erreichen gestatten, welchen die seither mit den grossen Rowlandschen Gittern ausgeführten Messungen durchschnittlich haben.

Als Vergleichsspektrum wurde das Spektrum des zwischen Eisenelektroden brennenden Bogens benutzt und zwar wurde dasselbe vor oder nach der Aufnahme des Magnesiumspektrums in letzteres hinein photographiert, also nicht daneben gelagert. Zwischen Lichtquelle und Spalt befand sich bei allen Aufnahmen eine Mattscheibe; ich halte diese Vorsichtsmassregel für sehr wichtig, da sie die sicherste Garantie für die gleichmässige Beleuchtung der ganzen Kollimatoröffnung bietet.

Die Aufnahmen wurden, je nach der Schärfe der Magnesiumlinie mit 20- oder 60-facher Vergrösserung, in beiden Lagen (Rot links und Rot rechts) ausgemessen; die Berechnung erfolgte nach dem in den Astron. Nachr. **155**, 107 von mir angegebenen Verfahren.

Die einzelnen Platten ergaben folgende Werte:

Reihe I.

Funkenentladung mit Selbstinduktion in Wasserstoff von Atmosphärendruck.

Platte III	537	λ = 4481,327
	538	366
	539	323
	540	356
	541	338
	542	349
	543	369
	545	364
	Mittel	$\lambda = 4481{,}349 \pm 0{,}004$

Reihe II.

Funkenentladung im Vakuum.

Platte III	596 in *H* von	3 mm	Druck		λ = 4481,382
	597 „ *H* „	60	„	„	373
	598 „ *H* „	60	„	„	382
	599 „ *H* „	15	„	„	387
	600 „Luft„	12	„	„	393
	601 „ „ „	25	„	„	386
	602 „ „ „	60	„	„	378
	603 „ „ „	3	„	„	395
				Mittel	$\lambda = 4481{,}384 \pm 0{,}002$

1) Akad. d. Wiss. zu Berlin, Sitzung vom 22. Jan. 1903.

Nach der guten Übereinstimmung der Einzelwerte innerhalb beider Reihen darf man die Mittelwerte als sehr sicher betrachten. Wenn dieselben trotzdem um 0,035 *AE* voneinander abweichen, so hat dies seinen Grund in der schon oben erwähnten Unsymmetrie der Linie, welche bewirkt, dass man stets zu kleine Werte von λ erhält, solange die Linie nicht völlig scharf ist. Selbst in den Einzelwerten der Reihe II ist noch ein schwacher Gang in dem Sinne angedeutet, dass für abnehmenden Druck λ grösser wird. Jedenfalls geht hieraus hervor, dass nur das Resultat der zweiten Reihe als der wahre Wert der Wellenlänge in Frage kommen kann, und ich nehme daher als Endwert an

$$\lambda = 4481{,}384 \pm 0{,}002.$$

Diese Zahl ist bezogen auf das System der von Kayser[1]) publizierten Normalen aus dem Bogenspektrum des Eisens, speziell auf die Eisenlinien

$$\lambda = 4466{,}737$$
$$4469{,}566$$
$$4476{,}207$$
$$4484{,}420$$
$$4494{,}755.$$

Ich möchte hier darauf aufmerksam machen, dass an dieser Stelle zwischen Rowlands Sonnenspektrum und seinem System der Normalen aus dem Bogenspektrum des Eisens, an welches bekanntlich Kaysers Normalen genau angeschlossen sind, eine systematische Differenz von 0,02 *AE* besteht; an anderer Stelle werde ich hierauf näher eingehen.

Gleichzeitig mit der Magnesiumlinie habe ich auch für die nahe bei ihr liegende Eisenlinie die Wellenlänge genauer bestimmt und dafür erhalten

$$\lambda = 4482{,}397 \pm 0{,}002.$$

Von älteren Messungen der Wellenlänge der Magnesiumlinie seien die folgenden hier angeführt.

Scheiner[2]) fand durch Ausmessung der Spektra von 18 Sternen vom ersten Typus den Wert $\lambda = 4481{,}53$, während aus 8 Sternen des zweiten Typus $\lambda = 4481{,}50$ folgte. Da die in den zweiten Typen gemessene Linie nicht mit Sicherheit mit der Magnesiumlinie identifiziert werden kann, bei einigen der Sterne sogar bestimmt nicht mit ihr identisch ist, so kann nur der zuerst genannte Wert als Wellenlänge der Magnesiumlinie in Betracht kommen. Reduziert man diese auf das Potsdamer Wellenlängensystem bezogene Zahl auf das Rowlandsche System, so erhält man

$$\lambda = 4481{,}46.$$

1) Ann. der Phys. **4**, (3), 195, 1900.
2) Publikationen des Astrophys. Observatoriums zu Potsdam VII, 2. S. 315, II, 1895.

Adams[1]) bestimmte ebenfalls aus Sternspektren den Wert

$$\lambda = 4481{,}400$$

Genauere Bestimmungen der Wellenlänge im Laboratorium liegen bisher nur von Eder und Valenta sowie von Crew vor. Eder und Valenta[2]) bestimmten bei ihrer Untersuchung des Funkenspektrums des Calciums die Wellenlänge der von Verunreinigung des Materials herrührenden Linie zu

$$\lambda = 4481{,}34.$$

Crew[3]) fand aus Aufnahmen des Bogens mit rotierender Elektrode

$$\lambda = 4481{,}324$$

und aus Aufnahmen des Induktionsfunkens

$$\lambda = 4481{,}306.$$

Wie diese Autoren hervorheben, war die Linie in allen Fällen sehr verwaschen und aus dem oben Gesagten dürfte es sich daher erklären, dass die von ihnen gefundenen Wellenlängen erheblich zu klein ausgefallen sind.

Zum Schluss will ich noch erwähnen, dass nach dem von mir bestimmten Werte der Wellenlänge diese Linie im Sonnenspektrum **nicht** vorhanden ist.

1) Astrophys. Journ. **15**, 216, 1902.
2) Denkschr. d. Akad. d. Wiss. zu Wien **67**, 1898.
3) Astrophys. Journal **16**, 246, 1902.

Potsdam, Astrophysikal. Observatorium. 9. April 1903.

(Eingegangen 11. April 1903.)

Das Absorptionsvermögen einiger Gläser.

Von A. Pflüger.

Für die Anfertigung astronomisch-photographischer Fernrohrobjektive ist die Kenntnis des Absorptionsvermögens der verwendeten Gläser von höchster Wichtigkeit. Denn wenn man die Lichtstärke des Objektives durch Vergrösserung seines Durchmessers zu erhöhen sucht, muss man wissen, wie weit diese Erhöhung der Lichtstärke durch die grössere Dicke der Linsen und damit durch ihre stärkere Absorption wieder verkleinert wird. Leider liegen aber darüber nur sehr wenige quantitative Messungen vor. Ich habe mir darum die Aufgabe gestellt, einige wichtige Gläser, die die Firma Schott und Genossen in Jena mir freundlichst zur Verfügung stellte, auf ihr Absorptionsvermögen insbesondere im photographisch wirksamsten Teile des Spektrums zu prüfen.

Die Messungen wurden angestellt mit Hilfe der Thermosäule. Die Versuchsanordnung ist die folgende. Eine Lichtquelle befindet sich im Brennpunkte einer achromatischen Linse. Eine zweite ebensolche Linse vereinigt das aus

der ersten Linse austretende, parallele Strahlenbündel zu einem scharfen Bilde auf dem Spalte eines Spektrometers. Im Okular desselben ist eine Rubenssche Thermosäule angebracht, die mit einem Kugelpanzergalvanometer verbunden ist.

Als Lichtquelle dient bis etwa $\lambda = 400\,\mu\mu$ ein grosser Nernst-Brenner, für das Ultraviolett eine Bogenlampe, die mit genügender Konstanz brennt, und in den Banden des Bogens, bei $\lambda = 388\,\mu\mu$ und $\lambda = 357\,\mu\mu$ eine sehr intensive, mit der Thermosäule mehr wie genügend messbare Strahlung liefert. Die Linsen des Spektrometers sind aus Glas, das Prisma dagegen aus Quarz, da ein Glasprisma, dessen Grösse die 6 cm weiten Linsen auszunützen gestattet hätte, sich als zu dick und darum im Ultraviolett zu sta.k absorbierend erwies.

Die untersuchte Glasplatte wird in Form einer mehrere Centimeter dicken Platte in den parallelen Strahlengang zwischen den oben beschriebenen Linsen gebracht. Die Platte ist genügend planparallel geschliffen, um den Strahlengang in keiner Weise zu stören. Für verschiedene Wellenlängen wird nun die Intensität der Strahlung einmal mit, ein zweites Mal ohne die eingeschaltete Platte gemessen. Erstere Grösse sei J_e, die zweite J_d.

Wir berechnen weiter die Grösse der an den Begrenzungsflächen der Glasplatte reflektierten Intensität aus den bekannten Brechungsindices des betreffenden Glases, und korrigieren damit den Wert von J_e zu J_e'. Dann erhalten wir das prozentische Absorptionsvermögen A pro 1 cm Dicke der Glasplatte aus die Formel

$$J_d = J_e' (1 - A)^d,$$

wo d die Dicke der Glasplatte in Centimetern ist.

Das Ergebnis der Untersuchung zeigt folgende Tabelle. Die Zahlen derselben bedeuten die pro 1 cm Glasdicke absorbierte Strahlung in Prozenten.

Wellenlänge in $\mu\mu$	640	500	442	415	388	357
Borosilikat-Kron. 0.2831 (144)	0.0	0.7	—	1.2	2.5	4.7
Kalksilikat-Kron. 0.3309 (60)	0.3	0.5	1.4	1.8	2.5	3.4
Schwerstes Baryt-Kron. 0.3192 (1209)	1.6	2.5	3.4	5.2	9.8	35
Fernrohrflint 0.3083 (2001) .	0.7	0.7	3.6	12	30	49
Baryt-Leichtflint 0.2717 (602)	—	1.6	—	2.7	6	9
Baryt-Leichtflint 0.3131 (578)	0.5	0.9	2.1	2 5	8.6	18
Gew. Silikatflint 0.3234 (103)	0.0	00	—	4.1	9.6	28
Schw. Silikatflint 0.3096 (102)	0.5	0.9	—	6.9	28	41

(Eingegangen 23. März 1903.)

Zur anomalen Dispersion der Gase.

Von O. Lummer und E. Pringsheim.

Die anomale Dispersion von Dämpfen und Gasen hat wesentlich an Interesse gewonnen dadurch, dass sie von Hrn. W. H. Julius[1]) zur Erklärung einiger wichtiger Phänomene auf der Sonne herangezogen worden ist. Bisher ist die Erscheinung der anomalen Dispersion nur bei Joddampf, Natrium, Kalium, Lithium und Thallium beobachtet worden. Von diesen Substanzen kommt für die Anwendung auf die Sonne allein Natrium in Betracht und nur für dieses ist die von Kundt[2]) entdeckte Anomalie neuerdings durch Becquerel[3]) und Julius eingehend untersucht worden. Wichtig für die Prüfung der Juliusschen Hypothese wäre, und darauf hat schon Hr. Wilsing[4]) hingewiesen, der experimentelle Nachweis der anomalen Dispersion bei denjenigen Substanzen, deren Linien im Spektrum der Chromosphäre, Protuberanzen etc. besonders hervortreten. Zu diesen gehören in erster Linie Wasserstoff, Helium, Calcium, Baryum, Magnesium etc. Die von Wilsing (a. a. O.) daraufhin an Calcium, Helium und Wasserstoff unternommenen Versuche haben zu einem negativen Resultate geführt, woraus er ein Argument gegen die Juliussche Theorie gezogen hat.

Im folgenden wollen wir kurz auf eine Methode aufmerksam machen, welche geeignet ist, die Dispersion bei allen denjenigen Substanzen zu untersuchen, die in der Flamme des Sauerstoffgebläses oder im elektrischen Flammenbogen ein Linienspektrum geben. Wir verwenden die schon von Kundt benutzte Methode der gekreuzten Spektra, welche auch allen anderen bisher vorliegenden Versuchen auf diesem Gebiete zu Grunde liegt.

Die Schwierigkeit besteht wesentlich darin, den zu untersuchenden Dampf in eine solche Form oder Schichtung zu zwingen, dass er sich gegenüber den ihn durchdringenden Lichtstrahlen wie ein Prisma verhält.

I. Versuche mit dem Sauerstoffgebläse.

a) Natrium. Das *Na*-Salz wird in Form von gegossenen Stangen, wie sie Du Bois zuerst für polarimetrische Zwecke hergestellt hat, auf ein löffelartiges Eisenblech gelegt und mittels des Sauerstoffgebläses geschmolzen. Darauf wird die Gebläseflamme so reguliert, dass die heisseste Stelle ihres inneren Kegels die Oberfläche des geschmolzenen Salzes ge-

1) W. H. Julius, Diese Zeitschrift **2**, 348—353 und 357—360, 1901.
2) A. Kundt, Wied. Ann. **10**, 321—325, 1880.
3) H. Becquerel, Compt. rend. **127**, 647—651, 899—904, **128**, 145—151, 1899.
4) J. Wilsing, Astr. Nachr. **156**, 225—230, 1901.

rade berührt. Bei geeigneter Stellung der auftreffenden Stichflamme bildet sich eine horizontale, hell leuchtende Natriumflamme von grosser Steifigkeit, die ausgeprägte prismatische Schichtungen zeigt. Durch passende Begrenzung der wirksamen Strahlen mittels einer Blende von variabler Öffnung gelingt es, die Erscheinung der anomalen Dispersion in der von Becquerel und Julius beschriebenen Gestalt ganz rein und stark ausgebildet stundenlang zu erhalten. Auch tritt es häufig ein, dass die Flamme gleichzeitig in ihrem oberen und unteren Teil entgegengesetzte prismatische Ablenkung hervorbringt. Dann genügt eine vertikale Verschiebung der Blende, um die anomale Dispersion im einen oder anderen Sinne zu beobachten. Bei mittlerer Stellung der Blende kann man beide Phänomene gleichzeitig wahrnehmen, so dass eine Übereinanderlagerung und Kreuzung der eigentümlichen Äste des anomal abgelenkten Lichtes stattfindet und Verzerrungen der D-Linien auftreten, welche den auf der Sonne auftretenden merkwürdigen Formen mancher Spektrallinien täuschend ähnlich sind. Alle diese Erscheinungen konnten leicht bei subjektiver Beobachtung einem grossen Kreise von Zuhörern vorgeführt werden.

b) Thallium. Setzte man dem Natriumsalz im geschmolzenen Zustande etwas Thalliumchlorid zu, so erschien die anomale Dispersion auch bei der grünen Thalliumlinie sehr ausgeprägt.

Um bei Thallium und auch bei den Linien anderer Elemente die Erscheinung dauernder zu gestalten, wäre es nötig, auch ihre Salze in geschmolzenem Zustande zu verwenden.

II. Versuche mit dem elektrischen Flammenbogen.

Die mit der Gebläseflamme erhaltenen Resultate liessen uns vermuten, dass der ähnlich gestaltete, ebenfalls durch grosse Steifigkeit ausgezeichnete Flammenbogen der farbigen Bogenlampen analoge Wirkungen hervorbringt. Wir benutzten zu unseren Versuchen eine Bogenlampe, bei der die getränkten Kohlen beide schräg von oben nach unten gerichtet sind, so dass der Flammenbogen frei unter den Kohlenspitzen schwebt.[1]) Lässt man die Lichtstrahlen einer gewöhnlichen Bogenlampe oder der Sonne in geeigneter Richtung durch den farbigen Lichtbogen hindurchtreten, so zeigt sich das Phänomen der anomalen Dispersion bei einigen Linien in ausgezeichneter Weise.

1) Die benutzte Bogenlampe und die bisher untersuchten Kohlen verdanken wir der Liebenswürdigkeit der Firma Gebr. Siemens & Co. in Charlottenburg. Für weitere Versuche hat uns Hr. Direktor Viertel freundlichst Kohlen in Aussicht gestellt, von denen jede mit einer anderen für die Untersuchung wichtigen Substanz getränkt ist.

Bisher konnten wir so die Anomalie an mehreren für die Sonnenphysik wichtigen Elementen nachweisen und zwar an Strontium, Baryum und Calcium. Zweifellos konnte das Phänomen an folgenden Linien dieser Elemente festgestellt werden, deren Wellenlängen jedoch noch einer Nachprüfung bedürfen:

Strontium:	Violett	($242\ \mu\mu$)
	Blau	($478\ \mu\mu$)
Calcium:	Indigo	($458\ \mu\mu$)
	Violett	($423\ \mu\mu$)
Baryum:	Gelb	($554\ \mu\mu$)
	Indigo	($455\ \mu\mu$).

Gleichzeitig war die anomale Dispersion an den beiden Natriumlinien, welche stets im Spektrum der untersuchten Kohlen vorhanden waren, deutlich sichtbar, wenn auch in ihrer Ausdehnung erheblich geringer als bei allen oben genannten Linien. Diese waren zugleich die hellsten Linien der untersuchten Spektra und zeichneten sich durch ihre Neigung zur Verbreiterung und Selbstumkehr aus. Oft schien das Phänomen der anomalen Dispersion auch an den viel feineren und lichtschwächeren Linien angedeutet, konnte aber nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden. In der Youngschen Tabelle der Chromosphärenlinien sind fast alle oben angegebenen Linien mit Anomalie als lichtstark und häufig beobachtet angegeben.

Charlottenburg, den 9. April 1903.

(Eingegangen 12. April 1903.)

Bemerkung zur Elektrodynamik.

Von K. Schwarzschild.

Die Lorentz-Wiechertsche Elektrodynamik lässt sich in einer äusserst einfachen Form, die noch nicht bemerkt worden zu sein scheint, unter das Hamiltonsche Prinzip aufnehmen.

Das Hamiltonsche Prinzip für die Bewegung eines beliebigen Massensystems unter der Wirkung von Kräften, die zur Vereinfachung als konservativ angenommen werden mögen, lautet

$$o = \delta \int_{t_0}^{t} dt(U - T),$$

wobei T die kinetische, U die potentielle Energie ist und die Variationen der Lage des Systems für die Grenzzeiten zu verschwinden haben.

Befinden sich nun auf den Massen des Systems elektrische Ladungen e, so werden die von denselben ausgehenden elektrischen

Kräfte vollständig berücksichtigt, indem man unter das zu variierende Integral in die Klammer noch die Grösse aufnimmt

$$\Sigma e L,$$

die Summe über alle elektrischen Ladungen erstreckt. Dabei ist das „elektrodynamische Potential L" im Punkte $x\ y\ z$ zur Zeit t folgendermassen definiert

$$L = \int \frac{d\omega'}{r} X' \left[1 - \frac{v\,v'}{V\,V} \cos(vv') \right]$$

(V = Lichtgeschwindigkeit).

Das Integral ist über alle Raumelemente $d\omega'$ zu erstrecken, r ist der Abstand des Elementes $d\omega'$ vom Punkte $x\ y\ z$, χ' ist die Raumdichte der Elektrizität in $d\omega'$, v und v' sind die Geschwindigkeiten derselben im Punkte $x\ y\ z$ resp. im Elemente $d\omega'$.

Es stimmt der Ausdruck von L der Form nach vollständig überein mit dem bekannten Clausiusschen elektrodynamischen Potential unter Hinzufügung des elektrostatischen Potentials. Indessen hat man nicht, wie es in der älteren Elektrodynamik geschah, für χ' und v' die gleichzeitigen, zur Zeit t gültigen Werte der Dichte und Geschwindigkeit zu verwenden, sondern in jedem Raumelemente $d\omega'$ sind diejenigen Werte einzusetzen, welche dort zu einer um die Lichtzeit zurückliegenden Epoche, also zur Zeit $t - rV$, galten.

Bei der Variation ist übrigens immer nur nach den Koordinaten und Geschwindigkeiten der die Wirkung empfangenden Elektrizität e zu variieren, während die in χ' und v' eingehende frühere Bewegung der entsendenden Elektrizität als unveränderlich gegeben zu betrachten ist.

Göttingen, 29. März 1903.

(Eingegangen 31. März 1903.)

Eine Notiz über die geschichteten Entladungen in verdünnten Gasen.

Von K. R. Johnson.

In einer früheren Mitteilung wurde die Ansicht hervorgehoben, dass in Gasen ein wahrer Widerstand nicht vorausgesetzt werden kann, und dass höchstens von einem scheinbaren Widerstande die Rede sein kann.[1]) Dass es sich in der That so verhält, geht aus der Diskontinuität der Entladungserscheinungen hervor. Diese Diskontinuität wurde von G. Wiedemann und Ruhlmann nachgewiesen, und nach Herrn Cantor besteht diese Diskontinuität auch in dem Falle, wo die Röhre von einer Hochspannungsbatterie gespeist wird.[1]) Infolge dieser Intermittenz liegt es nahe zu schliessen, dass nur ein quantitativer Unterschied zwischen der stillen Entladung und der Funkenentladung besteht. Für die letztere haben wir eine empirische Formel

$$d = \frac{k\beta i_0}{2\pi} \left(V - V_0 \right)$$

aufgestellt, die die Beziehung zwischen der Funkenlänge d, der Potentialdifferenz V der Elektroden und den Stromesschwankungen $i = i_0 \sin \beta t$ an den Elektroden angiebt.[2]) Diese Formel beschränkt sich offenbar auf den Fall, wo die beiden Elektroden gleich sind und von denselben periodischen Stromesschwankungen gleichstark beeinflusst werden. d bedeutet die Länge des sichtbaren Funkens. Wenn diese Formel eine allgemeinere Bedeutung hat und auch für die unsichtbaren Entladungen benutzt werden kann, so bedeutet dies nur, dass die Grössen d und k für die unsichtbaren Funken grössere Werte benutzen müssen als für die sichtbaren.

Nehmen die Elektroden in einer zu betrachtenden Vakuumröhre eine bestimmte Lage ein, so bleibt folglich d unverändert und das Entladungspotential muss also der Formel (1) gemäss, mit der Frequenz $\beta/_{2\pi}$ und mit der Amplitudengrösse i_0 variieren. Bei wachsender Frequenz muss das Entladungspotential zufolge der Formel abnehmen und umgekehrt nimmt es bei abnehmender Frequenz zu. Wenn die Röhre von einer hochgespannten Batterie gespeist wird, so muss eine Verminderung der Entladungspotentialdifferenz ein gesteigertes Potentialgefälle zwischen den Batteriepolen und den Elektroden hervorbringen, und umgekehrt muss ein Ansteigen der Entladungspotentialdifferenz ein verkleinertes Potentialgefälle im metallischen Kreise bewirken; also steigt die Intensität des Entladungsstromes der Schwingungsfrequenz proportional und mit abnehmender Frequenz nimmt sie ebenfalls ab.

In ähnlicher Weise findet man aus der Formel, dass eine Steigerung der Schwingungsintensität i_0 eine Verstärkung des Entladungsstromes hervorbringt. Dass die Schwingungen einen derartigen Einfluss ausüben, wie ihn die Formel andeutet, geht aus einigen von Herrn Righi angestellten Versuchen hervor. Er lässt die Schwingungen eines Erregers auf den Drahtkreis induzierend wirken und beobachtete dabei, dass die Angabe eines in die Strombahn eingeschalteten

1) Diese Zeitschr. **4**, 298, 1903.

1) M. Cantor, Wied. Ann. **67**, 481, 1899.

2) K. R. Johnson, Ann. d. Phys. **5**, 121, 1901 (vgl. Formel [17] S. 128). Siehe auch Ann. d. Phys. **4**, 137, 1901.

Galvanometers auf ein Vielfaches seines anfänglichen Betrages wuchs [1]), wie die obige Formel voraussehen lässt. Bei einem anderen Versuche wurde ein Wasserwiderstand in die Strombahn der die Röhre speisenden Batterie eingeschaltet, und es ergab sich dabei, dass die Intensität des Entladungsstromes von der Lage des Wasserwiderstandes abhing. Beim Benutzen einer Scheibe als Anode und einer Spitze als Kathode betrug die Stromstärke $5{,}84 \cdot 10^{-6}$, bez. $0{,}4 \cdot 10^{-6}$ C.G.S.-Einheiten, je nachdem der Flüssigkeitswiderstand sich zwischen dem positiven oder dem negativen Pol und der Röhre befand. Bei Umkehrung der Röhre kehrte sich die Erscheinung um. [2]) Es ist offenbar, dass die Potentialschwankungen sich cet. par. weit schwächer an der Scheibe als an der Spitze zufolge der Kapazität der ersteren zu erkennen geben, und die günstigste Einwirkung des Wasserwiderstandes muss sich folglich ergeben, wenn derselbe die an der Scheibenelektrode stattfindenden Schwingungen verstärkt, was dadurch bewirkt wird, dass er zwischen die Scheibenelektrode und die Batterie verlegt wird. Der Draht, der den Wasserwiderstand mit der Elektrode verbindet, wirkt nämlich zufolge der Unstetigkeit der Entladung wie ein Erreger, und weil der Wasserwiderstand gegen die von diesem Erreger erzeugten Hochfrequenzschwingungen sich wie ein Nichtleiter verhält, so treffen die Schwingungen hauptsächlich nur die naheliegende Elektrode. Weil die Frequenz der Schwingungen der Leiterlänge umgekehrt proportional ist, so wird die Frequenz selbstverständlich durch Einschalten des Wasserwiderstandes erhöht, und die Vorgänge sind also leicht verständlich. Ähnliche Vorgänge wurden auch bezüglich der Intensität der Röntgenstrahlen von den Herren Campanile, Stromci und Röntgen beobachtet, indem sie eine Funkenstrecke der Anode vorschalteten. [3]) Die Funkenstrecke brachte eine intensivere Strahlung von dem Reflektor hervor, und dies ist wohl die natürliche Folge der Verstärkung des Entladungsstromes durch die mittels der Funken erregten Schwingungen. Diese Versuche sind auch von Herrn Winkelmann ausgeführt worden und er fand dabei, dass die Strahlen bald verstärkt, bald abgeschwächt wurden, wenn die Funkenstrecke nach der Kathode eingeschaltet wurde, und dass folglich die Einwirkung von der Lage der Funkenstrecke abhängt. [4]) Weil die Schwingungen auch an der Kathode eine dem Strome entgegen gerichtete positive Entladung hervorbringen, so kann man daraus erwarten, dass die Schwingungen an der Kathode unter Umständen den Entladungsstrom abschwächen können.

1) A. Righi, Beibl. **22**, 591, 1898; **23**, 284, 1899.
2) A. Righi, Beibl. **23**, 681, 1899.
3) F. Campanile und E. Stromci, Beibl. **20**, 908, 1896. W. C. Röntgen, Wied. Ann. **64**, 29, 1898.
4) A. Winkelmann, Ann. d. Phys. **2**, 757, 1900.

Die Wirkung der an den Elektroden und besonders an der Anode auftretenden Schwingungen können wir mit den Entladungen vergleichen, die sich an einer Spitze in atmosphärischer Luft ergeben. Wenn der sekundäre Draht eines Teslatransformators in eine Spitze endet, und eine kleine Platte der Spitze gegenüber gestellt wird, so wird die Platte positiv geladen, wenn ihr Abstand von der Spitze ein wenig grösser als die maximale Funkenlänge ist; wenn der Abstand vergrössert wird, so nimmt die Platte eine schwächere positive Ladung an, und in einer gewissen Entfernung von der Metallspitze sinkt ihre Ladung auf Null herab. Bei noch grösserem Abstande wird sie negativ geladen, und die negative Ladung wächst anfangs mit dem Abstande, bis sie ein Maximum erreicht, um dann wieder abzunehmen. Derartige Vorgänge sind von Herrn Himstedt [1]) sowohl bei einer Teslaspule als bei einem Funkeninduktor beobachtet worden, und sie finden auch bei einem Hertzschen Resonator statt. [2]) Die beiden Pole des Sekundärleiters ergeben dabei immer ähnliche Resultate, nur ist die Entladung an dem sog. negativen Pole etwas schwächer, was nach Herrn Pflüger von der Dämpfung herrühren kann. [3]) Das Gebiet, innerhalb dessen die Platte positiv geladen wird, soll, nach Herrn Knoblauch, von einer Umdrehungsfläche, etwa einem Kegel, begrenzt werden, dessen Spitze im Umkehrpunkte liegt und dessen Mantel die Metallspitze umhüllt. [4]) Wenn er nämlich die der Spitze gegenübergestellte Platte durch eine Vorrichtung ersetzte, die aus zwei isoliert getrennten Teilen einer Kreisplatte samt einem davon isolierten konzentrischen Ringe bestand, so konnte er diesem Apparate eine solche Lage erteilen, dass die Kreisplatte innerhalb und der Ring ausserhalb des positiven Entladungsgebietes fiel, wobei jene positiv, dieser negativ geladen wurde. Diese Anordnung wurde von Herrn Wehnelt als Kathode in einer Vakuumröhre benutzt und die beiden Teile der Kathode wurden mittels voneinander getrennter Drähte mit dem negativen Pole einer Influenzmaschine verbunden. Beim Vorschalten einer Funkenstrecke konnte er dabei eine mit den oben besprochenen Entladungen in atmosphärischer Luft ganz ähnliche Erscheinung beobachten,

1) F. Himstedt, Wied. Ann. **52**, 473, 1894; **68**, 294, 1899.
2) K. Wesendonk, Naturw. Rundsch. **10**, 401, 1895.
3) A. Pflüger, Wied. Ann. **60**, 401, 1895.
4) E. Knoblauch, Ann. d. Phys. **6**, 353, 1901; Phys. Zeitschr. **2**, 165, 1900.

indem der Strom von der Platte in den entsprechenden Draht, aber zu dem Ringe durch den anderen Draht floss, obwohl die beiden Drähte mit dem negativen Konduktor oder dem negativen Pole verbunden waren.[1]) Diese Vorgänge entsprechen also vollkommen den oben beschriebenen Spitzenentladungen in atmosphärischer Luft, und diese Übereinstimmung lässt folglich vermuten, dass es sich um ganz gleichartige Verhältnisse in den beiden Fällen handelt. Der einzige Unterschied muss darin bestehen, dass es sich bei den Entladungen von einem sekundären Leiter nur um eine Schwingungsperiode allein handelt, nämlich die der Hauptschwingung des Leiters, während dagegen bei den Entladungen in einer Vakuumröhre die beiden Drähte, die die Elektroden mit den Batteriepolen verbinden, als primäre Erreger wirken und folglich eine ganze Reihe von Schwingungen verschiedener Perioden enthalten. Wir setzen voraus, dass die Vakuumröhre von einer Influenzmaschine gespeist wird und dass der Anode eine Funkenstrecke vorgeschaltet ist. Dabei treten verhältnismässig kräftige Schwingungen an der Anode auf, und diese Schwingungen besitzen die Frequenzen:

$$\frac{\beta}{2\pi}, \frac{2\beta}{2\pi}, \frac{3\beta}{2\pi}, \frac{4\beta}{2\pi}$$

u. s. f. Wenn wir die von Herrn Himstedt mitgeteilten Beobachtungszahlen bezüglich der Entladung von einem Teslapole in einer Kurve zusammenstellen, so ergiebt sich die Kurve,

deren etwaigen Verlauf die vorstehende Figur zeigt. Der Abstand zwischen der Scheibe und der Metallspitze ς wird als Abszisse längs ςx ausgemessen und die entsprechende Ladung der Scheibe als Ordinate aufgerichtet. u ist der Umkehrpunkt der Ladung, die in m ihr Minimum erreicht. Wenn die Strombahn eine ganze Reihe harmonischer Schwingungen enthält, so muss die Entladungskurve aus einer ganzen Reihe von Kurven $aumb$ zusammengesetzt sein, indem jedem Werte der Frequenz eine Komponente $aumb$ entspricht. Es sei die in der Figur gezeichnete Kurve diejenige, die der Grundschwingung entspricht. Die erste Oberschwingung, deren Frequenz doppelt grösser ist, muss folglich zufolge der Formel einen Abstand $d = \varsigma u_1$ ergeben, der dem doppelten Abstande ςu gleich ist, u. s. w. Setzen wir also die einem bestimmtem Abstande oder Abszisse entsprechenden Ordinaten sämtlicher Kurven zusammen, so erhalten wir eine resultierende Kurve, die treppenförmig herabsteigt, indem der Winkel, den die Tangente mit der Abszissenachse bildet, für einen etwa in o liegenden Punkt ein Minimum enthält.[1]) Ebenso ergiebt die Komponente, die der ersten Oberschwingung entspricht, ein Minimum, das doppelt so weit entfernt von ς liegt, weil die Frequenz doppelt grösser ist u. s. w. Die Abstände von ς, wo die resultierende Kurve einen minimalen Winkel mit der Abszissenachse bildet, ergeben also eine arithmetische Progression, und zwischen je zwei aufeinander folgenden Minima muss stets ein Maximum liegen. Die der resultierenden Potentialkurve entsprechende Gradientkurve muss also periodisch variieren und abwechselnd Maxima und Minima zeigen. Dass wirklich solche periodische Schwankungen der Gradientkurve existieren, ist von Herrn Graham experimentell nachgewiesen worden.[2]) Er fand, dass die hellen Streifen der geschichteten Entladung ein Maximum ergeben und dass die dunklen Streifen den Minima des Potentialgradienten ensprechen. Weil Schwingungen im metallischen Kreise auch an der Kathode stattfinden, so kann man dieselbe Eigentümlichkeit auch im Verlaufe der Potentialkurve und der Gradientkurve auch in der Umgebung der Kathode erwarten, und in der That wurden auch ein Paar Lichtstreifen entsprechende Maxima neben der Kathode von Herrn Graham beobachtet. Dass die hellen und dunklen Streifen an der Kathode so schwach hervortreten, dürfte wohl durch das negative Glimmlicht verursacht werden. Die elektrische Strömung, die im dunklen Kathodenraume die Potentialschwankungen auszugleichen strebt, muss ein Hindernis gegen die Ausbildung der Maxima und Minima darbieten.

1) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. **7**, 237, 1902.

1) In der That ist der negative Teil *umb* der Kurve in der Figur so schwach entwickelt, weil die negative Ladung ringsumher verbreitet wird. Deshalb muss man eine enge Röhre benutzen, damit die negative Ladung angesammelt wird, wodurch der Zweig *umb* besser hervortritt, als er sich bei der obigen dem Himstedtschen Versuche entsprechenden Kurve zeigt.

2) P. W. Graham, Wied. Ann. **64**, 49, 1898.

(Eingegangen 20. Februar 1903.)

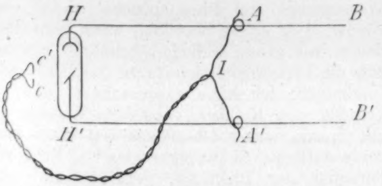
Über die Polarisation der X-Strahlen.

Von R. Blondlot.[1])

Die Versuche, die bisher angestellt wurden, die X-Strahlen zu polarisieren, sind erfolglos geblieben. Ich stellte mir die Frage, ob die von einer Entladungsröhre ausgehenden X-Strahlen nicht schon polarisiert emittiert würden.

Ich wurde dazu geführt, mir diese Frage zu stellen durch die Überlegung, dass die notwendigen Dissymmetriebedingungen für eine Polarisation durchaus gegeben sind. Da jeder X-Strahl aus einem Kathodenstrahl entsteht, so bestimmen diese beiden Strahlen eine Ebene, und durch jeden X-Strahl, der von der Röhre ausgeht, geht eine Ebene, innerhalb welcher (oder normal zu welcher) der Strahl ausgezeichnete Eigenschaften haben kann: also eine Dissymmetrie, die der für eine Polarisation erforderlichen entspricht.

Wenn nun diese Polarisation vorhanden ist, wie ist sie wahrzunehmen? Mir kam der Gedanke, ob nicht ein kleiner Funke, wie ich ihn zu meinen Untersuchungen über die Geschwindigkeit der X-Strahlen verwandte, hier die Rolle des Analysators spielen könnte, indem ich erwartete, dass die Eigenschaften eines Funkens verschieden sein könnten, einmal in seiner Längsrichtung, die ja auch die der elektrischen Kraft ist, die ihn erzeugt, und dann senkrecht zu dieser Richtung. Hiervon ging ich aus, und ich ordnete einen Apparat nach folgendem Diagramm an, um einen kleinen Funken während der X-Strahlen-Emission zu erhalten.



Ein Entladungsrohr ist mit einer Induktionsspule durch die Drähte BH, $B'H'$, die mit Guttapercha umzogen sind, verbunden. Zwei andere Drähte, ebenfalls mit Guttapercha umzogen, AIc und $A'Ic'$ endigen bei A und A' in zwei Schleifen, von denen eine BH, die andere $B'H'$ umschlingt. Ein Stückchen Glasrohr, das in der Figur nicht wiedergegeben ist, trennt die umschlingenden Drähte von den Drähten HB, $H'B'$. Die Drähte AI, $A'I'$ sind umeinander geschlungen und ihre Enden c, c', die in Spitzen auslaufen, werden in sehr kleiner, nach Belieben regulierbarer Entfernung einander gegenüber gehalten, so dass sie einen kleinen Funkenerreger bilden. Infolge dieser Anordnung bringt die elektrostatische Influenz, die von den Drähten BH, und $B'H'$ auf den Schlingen A und A', bei jeder Induktorentladung erzeugt wird, einen kleinen Funken an der Öffnung cc' hervor, zu gleicher Zeit mit der Emission der X-Strahlen von der Röhre. Dadurch, dass die Drähte AIc, $A'Ic'$ biegsam sind, lässt sich die Öffnung cc' gerade so orientieren, dass der Funke einspielt. Ein quadratisches Aluminiumblatt von 0,40 m Seitenlänge wird zwischen Rohr und Funkenstrecke gestellt, um jeglichen direkten Einfluss der Elektroden auf cc' zu verhindern.

Um leicht die relativen Lagen der Röhre und des Funkens cc' zu bestimmen, wollen wir drei rechtwinklige Achsen, deren eine OZ vertikal ist, annehmen.

Wir ordnen die Röhre so an, dass ihre Länge und folglich auch die des Kathodenstrahlbündels mit der OY-Richtung zusammenfällt, indem die Antikathode gegen den Koordinatenanfang zeigt, und die X-Strahlen von ihr aus in Richtung der positiven x gehen.

Bringen wir die Öffnung cc' an einen Punkt des positiven Teiles der OX-Achse derart, dass die Funkenrichtung parallel mit OX ist, so konstatiert man bei geeigneter Regulierung, dass die X-Strahlen auf den Funken einwirken, indem sie seine Stärke vergrössern; das Zwischenschieben einer Bleilamelle schwächt den Funken deutlich.

Wenn wir dann die Öffnung cc', ohne sie vom Platze zu bewegen, drehen, bis sie parallel mit OZ, also normal zu den Kathodenstrahlen, ist, so ist die Wirkung der X-Strahlen auf den Funken verschwunden. Blei oder Glas, das man dazwischen bringt, ist ohne Einfluss.

Also haben die X-Strahlen eine Aktionsebene, und zwar ist es die Ebene, welche durch jeden X-Strahl und den erzeugenden Kathodenstrahl geht. Giebt man der Öffnung Orientierungslagen zwischen den beiden erwähnten, so sieht man die Abnahme der Wirkung von der horizontalen zur vertikalen.

In folgendem noch ein anderes, noch schlagenderes Experiment. Dreht man den Funken um OX als Achse, parallel mit der YOZ-Ebene, so sieht man, dass er über ein Maximum in horizontalen Stellungen, zu einem Maximum in vertikaler Stellung geht.

Diese Intensitätsvariationen sind denen ähnlich, die man erhält, wenn man ein polarisiertes Lichtbündel durch ein Nikol betrachtet, und dieses dreht. Der kleine Funke spielt die Rolle des Analysators. Das X-Strahlenbündel hat dieselbe Dissymmetrie wie ein polarisierter Lichtstrahl; es hat nach der Ausdrucksweise

1) Aus Comptes Rendus **136**, 284, 1903.

Newtons „voneinander verschiedene Seiten", oder anders gesagt, es ist polarisiert in des Wortes weitester Bedeutung.

Die Erscheinung ist leicht beobachtbar, wenn der Funke richtig reguliert ist; hierzu ist nötig, dass er ausserordentlich kurz und schwach ist.

Dreht man die Entladungsröhre um ihre mit den Kathodenstrahlen parallele Achse, so verändern sich die beobachteten Erscheinungen nicht (solange die X-Strahlen die Öffnung erreichen). Die Aktionsebene ist also unabhängig von der Orientierung der Antikathode: stets ist sie diejenige Ebene, die durch den X-Strahl und seinen erzeugenden Kathodenstrahl definiert ist.

Ist der Funke in dieser Aktionsebene angeordnet und verändert man in dieser Ebene seine Orientierung, so ist die Wirkung der X-Strahlen auf den Funken ein Maximum, wenn er normal zu den X-Strahlen ist, und Null, wenn er ihnen parallel oder beinahe parallel ist.

Nun bestimmt ein X-Strahl mit seinem erzeugenden Kathodenstrahl nur dann eine Ebene, wenn ihre Richtungen verschieden sind. Unter den emittierten X-Strahlen giebt es aber solche, die die gleiche oder beinahe die gleiche Richtung wie die Kathodenstrahlen haben. Und zwar sind es die Strahlen, welche die Kathode streifen. Es lässt sich erwarten, dass diese sehr unvollkommen polarisiert sind; und wirklich konnte ich dies mit Hilfe des kleinen Funkens erkennen.

Verschiedene wichtige Erscheinungen konnte ich feststellen, die ich heute nur erwähnen kann. Quarz, Stücke Zucker drehen die Polarisationsebene der X-Strahlen im selben Sinne wie die des Lichtes, ich erhielt Drehungen von 40^0.

Die Sekundär-Strahlen, S-Strahlen genannt, sind ebenfalls polarisiert. Die aktiven Substanzen drehen ihre Polarisationsebene in entgegengesetztem Sinne als die des Lichtes; ich erhielt Drehungen von 18^0.

Es ist ausserordentlich wahrscheinlich, dass auch die magnetische Drehung existiert, sowohl für die X-, wie auch für die S-Strahlen. Man kann sich in gleicher Weise denken, dass die Eigenschaften dieser Strahlen in Bezug auf die Polarisation auch bei den Tertiär-Strahlen zu finden sind etc.

Ich beabsichtige, die Resultate über diese verschiedenen Punkte, zu denen ich gelange, fortlaufend mitzuteilen.

(Aus dem Französischen übersetzt von Erich Marx.)

(Eingegangen 23. März 1903.)

Über die Emanation des Phosphors.

Von F. Harms.

Herr G. C. Schmidt sucht in zwei Arbeiten[1]) seine von mir[2]) bekämpften Anschauungen über die Leitfähigkeit von Phosphorluft zu verteidigen. Bei der Streitfrage handelt es sich vor allem darum, ob Ionen[3]) bei der Oxydation des Phosphors entstehen, oder nicht. Ich stimme nun mit Herrn Schmidt darin völlig überein, dass man viele Erscheinungen, die an Phosphorluft und leitenden Gasen beobachtet werden, sowohl mit Hilfe der Ionentheorie, als auch nach der Schmidtschen Annahme leitender Teilchen, die nach Art des Korkkugeltanzes zwischen zwei Elektroden hin- und hergeworfen werden, erklären kann. Dazu gehören z. B. die von mir angestellten Versuche mit dem geladenen Drahtnetzkäfig nach Elster und Geitel, sowie alle auf unipolarer Leitfähigkeit beruhenden Wirkungen. Nicht vereinbar mit der Schmidtschen Annahme sind die Beobachtungen, dass die Leitfähigkeit von Gasen durch Staubteilchen und Wassernebel herabgesetzt wird.[4]) Herr Schmidt erklärt den Unterschied zwischen diesen Versuchen und den Versuchen mit Phosphorluft dadurch, dass bei jenen die Nebel- und Staubteilchen nichtleitend, bei diesen gutleitende Phosphorsäuren seien. Als Beweis dafür, dass speziell die Wassernebel schlechte Leiter seien, wird angeführt, dass das aus den Nebeltröpfchen kondensierte Wasser wegen seiner Reinheit vielfach statt destillierten Wassers verwendet wird. Dass die Leitfähigkeit des besten Wassers noch viel zu gross ist, als dass die von Herrn Schmidt gegebene Erklärung des Unterschieds zwischen Wassernebel und Phosphornebel richtig sein könnte, wird schon plausibel, wenn man daran denkt, wie grosse Schwierigkeiten es gemacht hat, die Dielektrizitätskonstante des Wassers zu bestimmen; ich habe ausgerechnet, dass ein Tropfen von Kohlrauschschem Wasser, der mit $^1/_{100000}$ seiner Oberfläche auf einer Elektrode aufliegt, in weniger als $^1/_{100}$ Sek. zum Potential der Elektrode geladen sein wird. Grosse Widerstände spielen erst eine Rolle, wenn sie sehr gross werden; ist es doch gleichgültig, ob ich ein Elektroskop mittels eines *Cu*-Drahtes oder mit der Hand zur Erde ableite.

Ein anderer Punkt, der die Entscheidung zwischen Ionen und geladenen Teilchen zu

1) G. C. Schmidt, Diese Zeitschr. **4**, 293, 1903; Ann. d. Phys. **10**, 704—729, 1903.

2) F. Harms, Diese Zeitschr. **4**, 111—113, 1902.

3) Unter Elektronen verstehe ich die Elementarquanten der Elektrizität (Kathodenstrahlteilchen), unter Ionen die Verbindung von Elektronen mit Atomen, Molekülen oder Molekülkomplexen (Molionen nach Stark).

4) Owens, Phil. Mag. **48**, 376, 1899; v. Wesendonk, Naturw. Rundschau **15**, 261, 1900; Elster u. Geitel, Ann. d. Phys. **2**, 425, 1900.

treffen erlaubt, ist die Abhängigkeit der Stromstärke von der E. M. K. Die Schmidtschen Beobachtungen über diese Abhängigkeit kann ich für höhere Potentialwerte bestätigen, dagegen ist bei mir der Verlauf der Stromstärke—Spannungskurve für niedrige Werte ein anderer als bei Herrn Schmidt.

Ich habe die Versuche genau wiederholt mit einer zweckmässigeren Versuchsanordnung. Zu exakten Messungen ist die Schmidtsche Anordnung unbrauchbar aus folgendem Grunde. Wenn man Sättigungsströme in Gasen nachweisen will, so muss man dafür sorgen, dass das ganze Gasvolumen von den Stromlinien durchsetzt wird, und dass Deformationen der Stromlinien bei einer Änderung der Feldstärke vermieden werden. Bei der Schmidtschen Anordnung werden nun, sobald das Potentialgefälle zwischen den beiden Elektroden so gross wird, dass Sättigungsstrom eintreten müsste, die Stromlinien aus dem zwischen den Elektroden liegenden Raume herausgedrängt; dadurch wird der stromdurchflossene Raum stetig vergrössert, so dass das Auftreten des Sättigungsstromes verwischt wird. Ich habe deshalb die Rutherfordsche[1]) Anordnung benutzt, bei der als Elektroden zwei koaxiale Cylinder verwendet werden. Die Dimensionen und die Versuchsanordnung zeigt die Fig. 1. Die Resultate werden

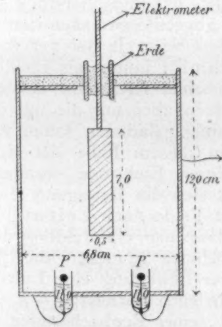


Fig. 1.

durch die Fig. 2 dargestellt. Kurve I stellt die beobachteten Elektrometerausschläge pro Minute dar. Nachdem die Form der Kurve durch Versuche mit vielen verschiedenen Potentialen festgestellt war, wurden, damit unter möglichst konstanten Bedingungen beobachtet werden konnte, immer nur wenige Punkte beobachtet, die zur Festlegung der charakteristischen Form der Kurve genügten. Alle von mir erhaltenen Kurven zeigen dieselbe Eigentümlichkeit; sie beginnen geradlinig, biegen um 100 Volt herum aus ihrer bisherigen Richtung ab und verlaufen dann geradlinig, aber unter geringerem Neigungswinkel weiter. Verkleinert man Volumen und Widerstandskapazität des Messgefässes, so tritt der anfängliche steile Anstieg immer mehr zurück, bis die ganze Kurve in eine gerade Linie übergeht.

Der Verlauf der Kurve lässt sich nun mit Hilfe der Ionentheorie leicht erklären. Ich habe schon in meiner ersten Arbeit[1]) betont, man müsse bei Anwesenheit von Nebeln annehmen, dass ein Teil der Ionen sich an Nebelteilchen anlagert. Man hat also sozusagen zwei Arten von Ionen; die eine ist leicht beweglich, weil sie geringe Masse hat, ich habe sie l. c. als „freie" Ionen bezeichnet, die andere ist mit Nebelteilchen beladen, und besitzt deshalb geringere Beweglichkeit. Nun ist aber das den Sättigungsstrom bedingende Potentialgefälle nicht nur von der Anzahl, sondern auch von der Beweglichkeit der Ionen abhängig. Zur Sättigungsstromstärke wird man um so höhere Potentiale nötig haben, je geringer die Ionenbeweglichkeiten sind. Der Anblick der in Fig. 2 mitgeteilten Kurven zeigt nun sofort, dass man sie als Superposition zweier Stromkurven auffassen kann; die erste I′ entspricht den „freien" Ionen, sie zeigt den normalen Verlauf wie in allen leitenden Gasen, Sättigungsstrom wird erreicht

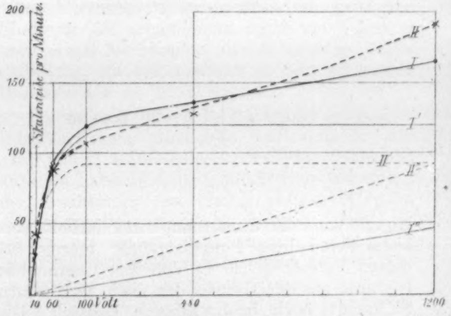


Fig. 2.

bei einer Potentialdifferenz von ca. 150 Volt zwischen den Elektroden; die zweite I″ entspricht den trägeren Ionen, von Sättigungsstrom ist keine Andeutung vorhanden. Entsprechendes gilt für die Kurven II, II′, II″. Bei ihrer Aufnahme hatte die innere Elektrode 20 mm Durchmesser. Die aus den Dimensionen berechnete Widerstandskapazität betrug etwa die Hälfte der bei der Aufnahme der Kurven I berechneten; dementsprechend ist auch die Neigung der

1) E. Rutherford, Diese Zeitschr. **3**, 386, 1902.

1) F. Harms, Diese Zeitschr. **4**, 112, 1902.

Kurve II″ etwa die Doppelte von der der Kurve I″. Die Sättigungsstromstärken sind entsprechend der geringen Volumänderung nicht sehr verschieden.

Aus diesen Beobachtungen erklärt sich auch die Verschiedenheit der Wirkung der Nebelfäden bei verschiedenen Potentialen. Herr Schmidt[1]) konnte (bei hohen Spannungen) aus der Form und Dichte des Nebels den Ausschlag seines Elektrometers taxieren und konnte eine Einwirkung des Feldes beobachten bis herab zu Potentialgefällen von $\frac{10\text{ Volt}}{1{,}5\text{ cm}}$, ich dagegen konnte (bei niedrigen Potentialen) weder eine Wirkung des Feldes auf den Nebelfaden, noch eine Abhängigkeit des Elektrizitätsverlustes der

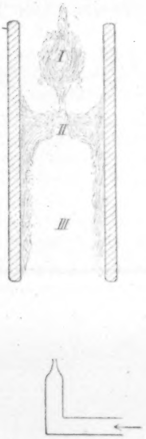


Fig. 3.

Kugel von der Entfernung des Nebelfadens konstatieren (das Potentialgefälle betrug bei diesen Versuchen ca. 15 Volt pro Centimeter; lag also an der Grenze der auch nach Herrn Schmidt noch beobachtbaren Grösse). Die Erklärung ist einfach. Bei niedrigen Potentialgefällen übernehmen, wie aus Fig. 2 hervorgeht, die freien Ionen den grössten Teil des Elektrizitätstransportes, infolgedessen ist es ziemlich gleichgültig, ob Nebelteilchen die Elektroden treffen oder nicht; bei hohen Gefällen dagegen tragen die mit Nebelteilchen behafteten trägen Ionen wesentlich zum Elektrizitätstransport bei; und zwar werden sowohl positive wie negative Ionen mit Nebelteilchen belastet werden.

Herr Schmidt teilt Beobachtungen mit, aus denen hervorgehen soll, dass die Nebel stets zur näheren Elektrode wandern. Diese Beobachtungen kann ich nicht bestätigen. Um von Komplikationen frei zu sein, brachte ich den Nebel zwischen zwei Kondensatorplatten, bevor zwischen ihnen ein Feld vorhanden war. Der Nebel wurde dadurch erzeugt, dass feuchte Luft über mit Wasser benetzten Phosphor geblasen wurde; durch geeignetes Blasen war es leicht zu erreichen, dass zwischen zwei Kondensatorplatten (Fig. 3, I) sich beim Absperren des Luftstromes ein Nebeltropfen etwa von der gezeichneten Form bildete. Dieser senkte sich dann langsam zwischen den Platten herab, erzeugte man dann durch plötzliches Anlegen einer Potentialdifferenz ein starkes Feld (500 bis $1000 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$), so teilte sich der Nebel fast momentan (Fig. 3, II) und der Nebel floss an den Platten herab (Fig. 3, III). Zu bemerken ist noch, dass die Teilung stets eintrat, ob der Nebeltropfen sich in der Mitte zwischen beiden Platten oder in der Nähe einer Platte befand. Bei den Versuchen von Herrn Schmidt entstanden die Nebel immer im elektrischen Felde und zwar an einer Elektrode. So fasse ich auch den Versuch auf (l. c., S. 708), bei dem ein Phosphorstückchen „isoliert" in der Nähe der Elektroden angebracht war. Da eine vollständige Isolation in der von Phosphoroxydationsprodukten und Wasserdampf erfüllten Atmosphäre nicht möglich ist, so bildete das Phosphorstück einen Teil der zur Erde abgeleiteten Innenwand des Gefässes, und diese wirkt ja bei der Anordnung von Herrn Schmidt immer als Elektrode mit. In einem von einer Elektrode aufsteigendem Luftstrom können aber nur die mit der Elektrode gleichnamig geladenen Ionen vorhanden sein, sodass in diesem Falle der Nebelstrom stets zur anderen Elektrode wandern muss. Übrigens lässt sich die Bewegung des Nebels im elektrischen Felde nach Zeleny[1]) auch erklären, ohne dass man eine Ladung der Nebelteilchen anzunehmen braucht: die Ionen erzeugen bei ihrer Bewegung eine Luftströmung, die die Nebelteilchen mitreisst. —

Auf Grund seiner Beobachtungen über die Abhängigkeit zwischen Potentialdifferenz und Stromstärke kommt Herr Schmidt zu dem Schluss (l. c., S. 714) „dass ein Sättigungsstrom nicht vorhanden ist, und dass die Beziehung zwischen E. M. K. und Stromstärke, soweit sich das aus den etwas unregelmässigen Zahlen schliessen lässt, eine geradlinige ist." Nun, diese Beobachtungen von Herrn Schmidt, die ich ja für höhere Potentiale bestätigen kann, sind der beste Beweis gegen seine Theorie. Eine lineare Abhängigkeit wird gerade von der

1) l. c., S. 711—714.

1) J. Zeleny, Proc. Cambr. Phil. Soc. **10**, 14, 1898; Bbl. **23**, 291, 1899.

Ionentheorie gefordert, während sie nach seiner eigenen Theorie nicht erwartet werden kann. Herr Schmidt erklärt zwar die lineare Abhängigkeit (l. c., S. 715): „die festen leitenden Teilchen werden an der unteren Platte bei doppelter E. M. K. auf ein doppeltes Potential geladen und nehmen daher die doppelte Elektrizitätsmenge auf; infolgedessen ist auch der Elektrometerausschlag doppelt so gross. Es erklärt sich somit die geradlinige Beziehung zwischen E. M. K. und i in zwangloser Weise.“ Dabei übersieht Herr Schmidt nur, dass ja ausserdem die Geschwindigkeit[1]) des geladenen Teilchens bei doppelter Ladung und doppelter Feldstärke vervierfacht würde, dass also die übertragene Elektrizitätsmenge mit der dritten Potenz des Potentiales wachsen müsste. Von einer solchen Abhängigkeit ist nun absolut keine Rede; damit fällt wohl die ganze Schmidtsche Theorie.

Auf die übrigen Einwände, die Herr Schmidt gegen die Anwendung der Ionentheorie auf die Phosphorluft ausgesprochen hat, werde ich in einer ausführlicheren Arbeit in den Annalen eingehen, in der ich auch weitere Untersuchungen über den Phosphor mitteilen werde. Hier will ich nur noch bemerken, dass auch E. Bloch[2]) zu dem Resultat gekommen ist, dass die Schmidtsche Annahme nicht haltbar sei.

1) Dabei ist nur vorausgesetzt, dass die Geschwindigkeit stets der wirkenden Kraft proportional ist; d. h. dass die Reibung so gross ist, dass die Beschleunigungsglieder in den Bewegungsgleichungen der Teilchen vernachlässigt werden können.

2) E. Bloch, C. R. **135**, 1324, 1902.

Würzburg, physik. Inst., 18. März 1903.

(Eingegangen 25. März 1903.)

Über die durch radioaktive Emanation erregte scintillierende Phosphoreszenz der Sidot-Blende.

Von J. Elster und H. Geitel.

In einer englischen Tageszeitung[1]) wurde vor einigen Tagen ein Bericht über eine am 19. März der Royal Society von Herrn Crookes vorgelegte Abhandlung, betitelt: „The Emanations of Radium“ bekannt gegeben, die sich auf die durch die Emanation radioaktiver Substanzen auf einem Schirme von Sidot-Blende erzeugte eigentümliche Art von Phosphoreszenz bezieht. Wir haben die von Crookes beschriebene Erscheinung schon vor einiger Zeit bei Gelegenheit von Versuchen bemerkt, die wir in der Absicht angestellt hatten, mittels der in der Erdbodenluft enthaltenen aktiven Emanation deutliche Phosphoreszenz hervorzurufen und beabsichtigten sie demnächst in einem ausführlichen Berichte über die Ergebnisse weiterer Untersuchungen über die Aktivität der Bodenluft zu beschreiben. Im Anschluss an die oben genannte Notiz dürfte die nachfolgende Mitteilung unserer Versuche schon jetzt von Interesse sein.

1) Westminster Gazette vom 20. März d. J.

Brachten wir in einen etwa $1\frac{1}{2}$ Kubikmeter grossen dunkeln Raum, der radioaktive Emanation vom Erdboden enthielt, einen isolierten Schirm aus Sidot-Blende, der zuvor mehrere Tage lang im Dunkeln aufbewahrt war, und hielten wir diesen etwa zwei Stunden lang auf einem negativen Potential von 2000 Volt, so wurde er leuchtend. Bei genauerer Prüfung des Schirmes im Dunkeln mit ganz ausgeruhtem Auge ergab sich die auffallende Thatsache, dass der Schirm nicht gleichmässig erhellt war, sondern dass die Lichtintensität der einzelnen Partien der leuchtenden Fläche einem steten Wechsel unterworfen war. Betrachtet man einen in dieser Weise leuchtenden Schirm durch eine Lupe, so bemerkt man, dass das Flimmern des Schirmes durch ein Gewimmel diskreter leuchtender Pünktchen bewirkt wird, von denen jedes nur momentan aufblitzt.

Bei Betrachtung der leuchtenden Fläche mittels eines Vergrösserungsglases gewinnt man, wie es auch in der Schilderung des Crookesschen Versuches ausgesprochen ist, ganz den Eindruck, als schaue man durch ein Teleskop nach einem Sternhaufen, dessen einzelne Sterne aufblitzen, um sofort wieder in dem schwarzen Hintergrunde zu verschwinden.

Da wir seit Jahren in Rücksicht auf unsere Untersuchungen über die Radioaktivität der natürlichen Luft jede radioaktive Substanz unserem Laboratorium fernhalten, so haben wir die Erscheinung bei kräftig aktiven Körpern nicht eingehender prüfen können; doch erhielten wir sie ebenfalls und zwar weit deutlicher wie mit Bodenluft in einem unserem Laboratorium fern gelegenen Zimmer innerhalb eines durch Thoriumhydroxyd (50 gr) infizierten Raumes von etwa 45 Liter Inhalt. Schliesslich war Herr Giesel so freundlich, uns in seiner Wohnung sein gesamtes Material an emanierender Substanz zu einigen orientierenden Versuchen zur Verfügung zu stellen.

Bei Verwendung des „Emanationskörpers“[1]) war das scintillierende Leuchten des Schirmes auch in nicht ganz abgedunkelten Räumen sichtbar und der Anblick, den der Schirm durch eine Lupe gewährte, noch überraschender; auch liess sich leicht feststellen, dass dies

1) Vgl. F. Giesel, Ber. d. Chem. Gesellschaft No. 2, 1903, S. 342—347.

Phosphoreszenzlicht durch Einwirkung roten Lichtes nicht ausgelöscht wird. Hierin liegt ein charakteristischer, leicht verständlicher Unterschied der durch Emanation erregten Phosphoreszenz gegen die durch Belichtung hervorgerufene. — Legte man den in Papier gehüllten Emanationskörper direkt auf den (unelektrischen) Schirm, so zeigte dieser dieselbe scintillierende Phosphoreszenz. — Ein Leuchtschirm aus Calciumwolframat wurde nach etwa einstündiger Exposition zwar dauernd leuchtend, doch war das für die Zinkblende charakteristische Scintillieren nicht wahrnehmbar.

Es sei noch bemerkt, dass in dem mit Thoriumoxyd beschickten Raume, das scintillierende Leuchten der Blende, wenn auch in geringerer Intensität, auch nach voraufgegangener positiver Elektrisierung erhalten wurde. Analoge Versuche mit dem Emanationskörper haben wir nicht ausgeführt.

Um festzustellen, ob das Aufblitzen der leuchtenden Punkte von Teilchen der aktiven Emanation herrührte, die noch auf dem Schirme selbst hafteten, oder etwa von solchen, die sich losgelöst hätten und die rückstrahlend auf den Schirm wirkten, leiteten wir einen Luftstrom über den Schirm hin. Es war bei den von uns angewandten geringen Geschwindigkeiten kein Einfluss der Luftbewegung zu erkennen. Ferner blieb die Erscheinung dieselbe, mochte man den Schirm mit der leuchtenden Seite fest gegen eine Glasplatte pressen oder nicht. Dies Ergebnis würde mit der von Herrn Crookes ausgesprochenen Ansicht verträglich sein, dass die Lichtblitze in direktem Zusammenhange mit der Abschleuderung der Elektronen an der aktiven Fläche selbst stehen. Allerdings muss es dann auffallen, dass der Schirm aus Calciumwolfromat die Erscheinung nicht zeigte.

Wolfenbüttel, den 27. März 1903.

(Eingegangen 27. März 1903.)

Induktionserscheinungen am Quecksilberlichtbogen im Magnetfeld.

Von J. Stark.

I.

§ 1. Form des Quecksilberdampfstrahles. — Der Quecksilberlichtbogen entwickelt aus seinen Elektroden Dampf. Dieser kondensiert sich zu flüssigem Quecksilber da, wo die Säule des Lichtbogens nicht hinreicht und keine hohe Temperatur aufrecht erhalten wird. Die Kondensation hat besonders in Gefässen statt, welche mit dem Dampfraum des Lichtbogens kommunizieren, aber nicht vom Strome durchflossen werden. In derartigen Kondensationsgefässen herrscht ein niedrigerer Dampfdruck als im Lichtbogen. Darum strömt aus diesem in das Kondensationsgefäss beständig Quecksilberdampf; dieser Dampfstrom ist dem Auge unmittelbar sichtbar, da die Überführung aus dem leuchtenden Lichtbogenraum so schnell erfolgt, dass der Dampf im Kondensationsgefäss kurze Zeit noch fortleuchtet.[1]

Unmittelbar nach dem Entzünden des Lichtbogens nimmt man in dem Kondensationsgefäss ein mattleuchtendes dickes Ellipsoid wahr (Fig. 1). Dieses streckt sich allmählich, wird schlanker und strahlförmig (Fig. 2). Der so gebildete Quecksilberdampfstrahl zeigt Schichten, heller und dunkler leuchtende Partien. Mit wachsendem Überdruck in dem Lichtbogen wird der Schichtenabstand kleiner, und schliesslich verschwinden die Schichten in einem gleichmässig und intensiv rötlich leuchtenden Strahle (Fig. 3).

Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

§ 2. Mechanische Ablenkung des Dampfstrahles. — Da wo der leuchtende Quecksilberdampfstrahl im Kondensationsgefäss auf die Gefässwand bez. das flüssige Quecksilber trifft, stülpt er sich, seitwärts abgelenkt, pilzförmig um (Fig. 2 u. 3).

Erhitzt man die flüssigen Elektroden des Lichtbogens, erhöht man also in diesem künstlich den Dampfdruck, so wird das Leuchten in dem Dampfstrahl intensiver, das pilzförmige Ende breitet sich im Kondensationsgefäss weiter aus. Erhitzt man das Kondensationsgefäss von aussen durch einen untergehaltenen Bunsenbrenner, macht man also die Druckdifferenz zwischen Lichtbogen und Kondensationsgefäss kleiner, so wird der Dampfstrahl dünner und kürzer und verschwindet schliesslich ganz.

Erhitzt man das flüssige Quecksilber auf dem Boden des Kondensationsgefässes nicht central, sondern an einer Stelle der Peripherie, entwickelt man also seitlich vom Dampfstrahl

1) J. Stark und M. Reich, Diese Zeitschrift 4, 321, 1903.

künstlich Dampf, so wird der Strahl nach der nicht erhitzten Seite abgelenkt.

Erhitzt man von aussen nur die eine Elektrode des Lichtbogens, so geht im Lichtbogen ein Dampfstrom von der heissen zur kälteren Elektrode.[1]) Dadurch erhält der normal aus dem Lichtbogen in das Kondensationsgefäss tretende Dampfstrom eine Geschwindigkeitskomponente in der Richtung der kälteren Elektrode. Darum wird der Dampfstrahl durch Erhitzen der einen Lichtbogenelektrode seitlich etwas nach der nicht erhitzten abgelenkt.

II.

§ 3. **Der Dampfstrahl im Magnetfeld, Versuchsanordnung.** — Lässt man in den Dampfstrahl zwei transversale Elektroden tauchen, so kann man mit Hilfe einer an diese aussen gelegten elektromotorischen Kraft einen elektrischen Strom durch den Dampfstrahl senden. Dieser besitzt also elektrisches Leitvermögen; gleichzeitig besitzt er Geschwindigkeit in der Richtung seiner Achse. Lässt man darum normal zu seiner Achse magnetische Kraftlinien laufen, so muss normal zu seiner Richtung und zu derjenigen des Magnetfeldes eine elektromotorische Kraft in ihm induziert werden.

Um die vorstehende Folgerung experimentell zu prüfen, wurde folgende Anordnung gewählt. Fig. 4 zeigt die gebrauchte Quecksilberdampfröhre in $^1/_3$ natürlicher Grösse. Die transversalen Elektroden im Kondensationsgefäss waren dünne Platindrähte, die bis auf 1 mm in eng anliegenden Glasröhrchen staken. Die Röhre wurde so in ein horizontales Magnetfeld gebracht, dass der Quecksilberdampfstrahl vertikal nach unten lief und die Querelektroden normal zur Richtung des Magnetfeldes standen. Dieses wurde angenähert homogen mittels eines grossen Hufeisenmagneten hergestellt. An die Querelektroden wurde aussen ein Mikroampèremeter oder Quadrantelektrometer angelegt.

§ 4. **Resultate.** — Sind die Platinelektroden im Kondensationsgefäss entweder beide gleich mit Quecksilber bedeckt oder beide blank, so ist im Magnetfeld Null zwischen ihnen kein elektrischer Strom durch den Dampfstrahl hindurch vorhanden. Ist dagegen die eine blank, die andere mit Quecksilber bedeckt, so zeigt das Mikroampèremeter im Magnetfeld Null einen Strom auf; dieser wird wahrscheinlich durch die Voltadifferenz zwischen den beiden Elektroden verursacht.[1]) Dieser Effekt ist in der nachstehenden Beobachtung berücksichtigt und durch Umkehrung des Magnetfeldes eliminiert.

Ist das Magnetfeld erregt, so zeigt das an die Querelektroden gelegte Mikroampèremeter oder das Elektrometer einen Ausschlag. Dieser ist unabhängig von der Richtung des Lichtbogenstromes, kehrt sich dagegen um mit der Richtung des Magnetfeldes. Er misst darum eine elektromotorische Kraft, welche dadurch induziert wird, dass der mit der Geschwindigkeit v begabte leitende Quecksilberdampf magnetische Kraftlinien schneidet.

Ist l der Abstand der Elektroden, H die magnetische Feldstärke, E die induzierte elektromotorische Kraft in Volt, so gilt: $E \cdot 10^8 = H \cdot l \cdot v$. Nun zeigte das Elektrometer in einem Felde von 1850 Gauss zwischen den um 1 cm voneinander entfernten Querelektroden eine Spannungsdifferenz von 0,52 Volt an. Unter der Annahme, dass diese Spannungsdifferenz die ganze im Magnetfelde induzierte elektromotorische Kraft darstellt, berechnet sich als Geschwindigkeit des leuchtenden Quecksilberdampfstrahles $v = 2{,}8 \cdot 10^4$ cm·sec.$^{-1}$.

Der vorstehende Wert für die Geschwindigkeit des Quecksilberdampfstrahles bezieht sich auf einen ungeschichteten Strahl für den Fall des stationären Zustandes des Lichtbogens. Er besitzt keine allgemeine Bedeutung, da v von der Druckdifferenz zwischen Lichtbogen und Kondensationsgefäss abhängt, diese aber durch mehrere von Fall zu Fall verschiedene Faktoren

1) J. Stark und M. Reich, a. a. O.

1) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, Leipzig, 1902, S. 386.

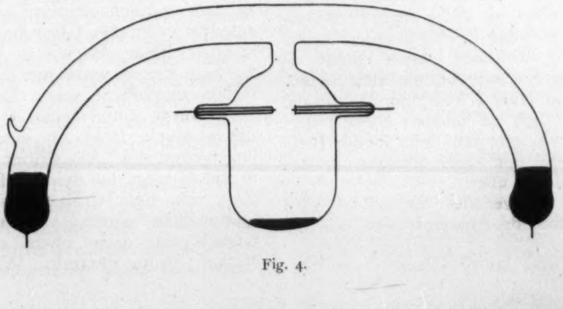


Fig. 4.

bedingt wird. Auch stellt nach meiner Ansicht jener Wert lediglich eine untere Grenze der wirklichen Geschwindigkeit des Dampfstrahles dar. Die vom Elektrometer gemessene Spannungsdifferenz zwischen den Platinelektroden ist nämlich nur ein Teil der induzierten elektromotorischen Kraft. Denn auch der nicht vom leuchtenden Dampfstrahl erfüllte Raum im Kondensationsgefäss besitzt eine geringe Leitfähigkeit, die induzierte elektromotorische Kraft kann darum einen Strom durch ihn erzeugen, so dass das Elektrometer nur eine Klemmspannung misst.

Der beschriebene Versuch sollte lediglich die Erscheinung der Magnetinduktion in bewegtem leitenden Quecksilberdampf nachweisen und einen Anhalt über die Grössenordnung der Geschwindigkeit des Quecksilberdampfstrahles im Kondensationsgefäss liefern. Wie zu erwarten, ist diese von derselben Ordnung wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in Gasen.

Erwähnt sei noch folgende Beobachtung. Der Quecksilberdampfstrahl im Kondensationsgefäss wird durch ein starkes transversales Magnetfeld etwas zur Seite abgelenkt, auch wenn kein elektrischer Strom durch ihn gesandt wird. Die Ablenkung hat die gleiche Richtung wie für positive Elektrizität, welche in der Richtung des Dampfstrahles Geschwindigkeit besitzt.

III.

§ 5. Paradoxes Verhalten des Quecksilberlichtbogens im Magnetfelde. — Der Quecksilberlichtbogen setzt sich aus drei Teilen zusammen, sowohl was seine Lichtemission als was den Abfall der elektrischen Spannung in ihm betrifft. Auf der Anode (flüssiges Quecksilber) sitzt eine hellleuchtende Schicht; diese bedeckt gleichmässig die ganze Anodenoberfläche, falls diese rein ist; der Spannungsabfall beträgt in ihr etwa 7 Volt. An die leuchtende Anodenschicht schliesst sich die positive Lichtsäule; diese reicht bis in die Nähe der Kathode, das Spannungsgefälle in ihr hängt ab von dem Dampfdruck. Die Kathode ist nicht gleichmässig mit Licht bedeckt; sondern auf einer nur kleinen Stelle sitzt ein unten enger nach oben sich erweiternder intensiv leuchtender Lichtbüschel (Fig. 6); zwischen einem Punkte in diesem und der Kathode besteht eine Spannungsdifferenz von etwa 5 Volt; der elektrische Strom tritt, wie ich an anderer Stelle[1]) dargelegt habe, zum grössten Teile in der Basis des Lichtbüschels von dem flüssigen in das dampfförmige Metall über.

Durch ein transversales Magnetfeld wird sowohl die leuchtende Anodenschicht, wie die positive Lichtsäule des Quecksilberlichtbogens in dem gleichen Sinne wie ein gewöhnlicher stromdurchflossener Leiter abgelenkt und an die Glaswand gedrängt. Auch der auf der Kathode sitzende Lichtbüschel wird in seinem oberen Teile in dem gleichen Sinne abgelenkt; seine Wurzel jedoch wird in entgegengesetzter Richtung verschoben bis zur Glaswand; hier gräbt sie sich zwischen dieser und dem flüssigen Quecksilber ein, um so tiefer, je stärker das Magnetfeld ist (Fig. 5 und 7).

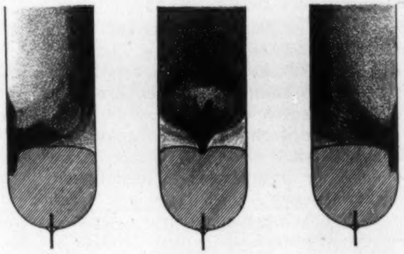


Fig. 5. Fig. 6. Fig. 7.

§ 6. Erklärung der Erscheinung. — Der auf der Kathode sitzende Lichtbüschel gräbt in diese eine mehrere Millimeter tiefe Grube. Aus deren Boden treten die Stromlinien aus; an der Seitenfläche der Grube steigen im flüssigen Quecksilber einige Stromlinien zu dem Boden der Grube nieder. Durch ein transversales Magnetfeld werden diese Stromlinien in entgegengesetzter Richtung wie die Stromlinien im Dampfraum abgelenkt. Indes ist dies nicht die Ursache für die Ablenkung der Wurzel des kathodischen Lichtbüschels. Die ablenkende Kraft auf die wenigen im flüssigen Quecksilber niedersteigenden Stromlinien ist zu klein. Ich brachte in der Achse eines Glasröhrchens in 1 mm Abstand von der Glaswand einen 1 mm starken Kupferdraht an; dieser war an dem einen Ende durch einen gut schliessenden Stopfen gehalten, an dem anderen offenen Ende trat er 2—3 mm aus dem geöffneten Glasrohr hervor und tauchte in Quecksilber, das wie in Fig. 5—7 in einem 2—3 cm weiten, unten mit Zuleitung versehenen Rohre angebracht war. Durch ein seitliches Rohr wurde mittels eines Gebläses Luft durch das vertikale Rohr an dem Kupferdraht entlang gegen das Quecksilber geblasen, so dass in dieses rings um den Kupferdraht herum eine 2—3 mm tiefe Grube entstand. Durch das Quecksilber wurde von unten durch den Kupferdraht nach oben ein 2—8 Ampère starker Strom gesandt. Wurde senkrecht zu

1) J. Stark, Verhandl. d. D. Physik. Ges. **5**, 87, 1903.

dessen Richtung ein bis zu 3000 Gauss starkes Magnetfeld erregt, so war keine deutliche Ablenkung der Seitenwände der Grube wahrzunehmen.

Dadurch, dass der Gipfel des kathodischen Lichtbüschels beispielsweise nach der rechten Seite (Fig. 5) abgelenkt wird, wird hier die Oberfläche des Quecksilbers stärker erwärmt als auf der linken Seite. Dies hat zwei Folgen. Rechts wird einmal die Oberflächenspannung kleiner als links; infolgedessen zieht sich die linke Seite der Quecksilberoberfläche nach links hin zusammen. Sodann wird auf der rechten Seite mehr Dampf aus der flüssigen Oberfläche entwickelt; infolgedessen entsteht auf der rechten Seite ein etwas höherer Dampfdruck und damit eine nach links gerichtete Dampfströmung. Indes auch diese beiden Ursachen reichen quantitativ nicht aus, um die paradoxe Ablenkung der Wurzel des kathodischen Lichtbüschels hervorzurufen. Wählt man nämlich den Querschnitt des Gefässes an der Kathode gross und die Glaswand dünn und erhitzt man das Quecksilber an einer Stelle seines Randes von aussen, macht also hier künstlich die Oberflächenspannung kleiner, den Dampfdruck grösser, so ist keine bleibende Ablenkung des Lichtbüschels nach der diagonal entgegengesetzten Seite wahrzunehmen, auch wenn man das Quecksilber einseitig bis zum Kochen erhitzt.

Die wahre Ursache der scheinbar gesetzwidrigen magnetischen Ablenkung des kathodischen Lichtbüschels dürfte in folgendem zu suchen sein.

Entsprechend dem Kathodenfall von 5 Volt und der kleinen Strombasis ist die elektrische Arbeit in der Wurzel des Lichtbüschels für die Flächeneinheit sehr gross. Der Strom positiver Elektrizität oder die positiven Ionen führen auf einen kleinen Bezirk der flüssigen Oberfläche eine grosse Menge kinetischer Energie; da wo sie auftreffen, erwärmt sich diese so hoch, dass sie einen Dampfstrahl, den Lichtbüschel emporsendet. Die Basis des Lichtbüschels ist also identisch mit der Auftreffstelle der nach der Kathode strömenden positiven Ionen.

Die positiven Stromlinien mögen im Magnetfelde Null vertikal von oben nach unten laufen, sie treten dann normal in die kathodische Quecksilberoberfläche. Ist ein Magnetfeld in horizontaler Richtung vorhanden, so wird in dem Stiel des Lichtbüschels aus zwei Gründen eine horizontale, zum Magnetfelde normale elektromotorische Kraft induziert, welche die positiven Ionen (nach links in Fig. 5, nach rechts in Fig. 7) in horizontaler Richtung, entgegengesetzt zur magnetischen Ablenkung der Stromlinien zur Seite treibt. Dadurch gewinnen die positiven zur Kathode niederfliegenden Ionen eine horizontale nach links bez. rechts gerichtete Geschwindigkeitskomponente; sie treffen nunmehr die Quecksilberoberfläche nicht mehr normal, sondern schief, und infolgedessen wird ihr Auftreffpunkt und damit die Basis des Lichtbüschels nach links bez. rechts verlegt. Dieser Vorgang spielt sich so lange ab, bis der Lichtbüschel die Wand erreicht hat; hier bleibt er dann stehen.

Die zwei Gründe, aus denen in dem Stiele des Lichtbüschels eine horizontale elektromotorische Kraft im Magnetfeld induziert wird, sind folgende. Erstens stellt der Lichtbüschel leitenden, nach aufwärts bewegten Quecksilberdampf dar; wird aber leitender Quecksilberdampf normal zu magnetischen Kraftlinien bewegt, so wird in ihm, wie wir oben gesehen haben, auf Grund der mechanischen Strömung eine elektromotorische Kraft induziert. Zweitens wird auf Grund der elektrischen Strömung eine Hallsche Spannungsdifferenz in dem Stiel des Lichtbüschel induziert, welche einen elektrischen Strom bedingt, der die positiven Ionen im Lichtbüschel in Fig. 5 von rechts nach links, in Fig. 7 von links nach rechts treibt. Es ist nämlich anzunehmen, dass im Quecksilberlichtbogen entsprechend seiner hohen Temperatur ebenso wie in heissen Flammen die Geschwindigkeit der negativen Ionen beträchtlich grösser ist als diejenige der positiven.

Göttingen, Februar 1903.

(Eingegangen 30. März 1903.)

Weitere Versuche zur Frage: „Bewirken radioaktive Substanzen eine Absorption von Gravitationsenergie“?

Von Carl Forch.

Herr R. Geigel hat in einer Entgegnung[1]) auf meine Bemerkung[2]) zu seiner Abhandlung[3]) über die Absorption von Gravitationsenergie durch radioaktive Substanz darauf hingewiesen, dass die von ihm gefundenen Gewichtsabnahmen am stärksten auftreten, falls die Substanz kurze Zeit vor der Messung geschüttelt bezw. umgerührt wurde. Er veranlasst mich durch eine diesbezügliche Bemerkung auch dem Teil seiner Abhandlung, in welchem er den Einfluss des Umrührens bezw. Schüttelns der radioaktiven Substanz auf deren entladende Wirkung beschreibt, näher zu treten; ich hatte dies früher unterlassen, da die betr. Versuche von ihm s. Z. als vorläufige bezeichnet waren.

1) Diese Zeitschrift **4**, 353, 1903.
2) Diese Zeitschrift **4**, 318, 1903.
3) Ann. d. Physik (4) **10**, 429, 1903.

Auf ein Aluminiumblatt-Elektroskop wurde statt der Kugel eine Platte geschraubt und im Abstand von ca. 20 mm dieser eine zweite gleichgrosse zur Erde abgeleitete Platte gegenübergestellt. Die Luft zwischen diesem Kondensator wurde durch die auf die untere Platte gesetzte radioaktive Substanz ionisiert und die Entladung durch Beobachtung des Ausschlages in Intervallen von je $^1/_4$ Minute ermittelt. Die radioaktive Substanz (Radium der Société centrale de produits chimiques-Paris) war in Glasröhrchen eingeschlossen und hatte ein Volumen von etwa 0,7 cm³. Sie wurde unmittelbar vor dem Einbringen in den Kondensator etwa 40 Sekunden kräftig geschüttelt. Die Teilung des Elekroskops (1 Teil = 100 Volt) konnte nur bis etwa 450 Volt verifiziert werden. Die angegebenen Werte mögen von den wahren ziemlich abweichen; es ist deshalb die abgelesene Anfangsspannung mit aufgeführt, da keine Gewähr für die völlige Richtigkeit der Teilung geleistet werden kann. Die Zeit giebt an, wieviel Minuten seit Einfügen in den Kondensator verflossen waren.

Zeit	Anfangsspannung	Spannungsabfall in der Minute
2 Min.	6200 Volt	3600 Volt
4 „	7200 „	3700 „
7 „	7700 „	4200 „
26 „	7300 „	3900 „
28 „	6500 „	3600 „
30 „	6500 „	3500 „
60 „	9000 „	4200 „
63 „	7500 „	3600 „
65 „	8500 „	3600 „
280 „	8000 „	4200 „
283 „	7400 „	3900 „
286 „	6200 „	3500 „

Irgend welcher mit der Zeit wieder verschwindende Einfluss des Schüttelns auf die entladende Wirkung des Radiums kann aus diesen Versuchen nicht abgeleitet werden. Da aber immerhin die Möglichkeit angenommen werden musste, dass die Wirkung des Schüttelns eine sehr kurz andauernde sei, wurde der Versuch in der Weise abgeändert, dass das Radium während der Entladung zwischen den Kondensatorplatten geschüttelt wurde. Das Glasröhrchen wurde zu diesem Zwecke auf die horizontal gelegte Achse einer Schwungmaschine befestigt und mit einer Geschwindigkeit von 1 bis 5 Touren in der Sekunde gedreht. Es erfolgte so ein heftiges Umrühren der grobkörnigen Substanz. Es wurde unmittelbar nacheinander die Entladung bei ruhendem, rotierendem und nochmals bei ruhendem Radium bestimmt. Der Spannungsabfall betrug hierbei in je 45 Sekunden:

in der Ruhe:	1800 Volt
	2000 „
	1700 „
in der Bewegung:	1700 „
	1800 „
	1900 „
in der Ruhe:	1700 „
	1800 „
	1800 „

Auch diese Versuche ergeben mithin keinen Einfluss der Neubildung der Oberfläche auf die entladende Wirkung. Trotzdem wurden der Aufforderung Herrn G's. entsprechend die Wägungsversuche in der von ihm vorgeschlagenen Anordnung wiederholt. 14,2 gr Radium von de Haën befanden sich in einem niederen Glasschälchen von 45 mm Durchmesser, das sie ca. 4—5 mm hoch anfüllten. In dem beschriebenen Kondensator ergaben sie pro Minute einen Spannungsabfall von etwa 6000 Volt. An der benutzten Wage war ein kleiner Spiegel angebracht worden, so dass mit Fernrohr und Skala abgelesen und dadurch bei einer Schwingungsdauer von 13 Sekunden eine Empfindlichkeit von etwa 37 mm für 1 mgr erreicht werden konnte. Um Temperaturschwankungen möglichst zu vermeiden, war die Heizung des Beobachtungsraumes schon einige Tage vor Beginn der Messungen abgestellt und blieb es während der ganzen Dauer der Messungen. Das Gefäss mit Radium stand schon mehrere Stunden vor den Wägungen im Wagekasten. Die Beobachtungen erfolgten genau so wie früher angegeben.

I. Radium mit Platinspatel umgerührt; Wägungen sofort begonnen, nach 23 Minuten beendet.

Differenz der Einstellungen bei „Radium-Links" bezw. „Radium-Rechts" in Skalenteilen

$$L-R = +0{,}86,\ +0{,}61,\ 0{,}93$$

Mittel: + 0,80 d. h. — 0,022 mgr.

II. Wage und Radium stehen eine weitere halbe Stunde unberührt; auch nicht gerührt. 5 weitere (Doppel-)Wägungen.

$$L-R: = +0{,}54,\ +0{,}66,\ +0{,}84.$$

Mittel + 0,68, d. h. — 0,018 mgr.

Es war also durch diese im ganzen 20 Wägungen eine Gewichtsabnahme in dem von Herrn Geigel behaupteten Sinne konstatiert worden, und zwar im Betrage von 0,02 mgr, allerdings ohne Bestätigung des von ihm gefundenen Einflusses des Umrührens. Es fragt sich nur, ob sich diese Gewichtsabnahme nicht anders deuten lässt. — Auf beiden Seiten der Wage war diesmal zusammen 260 gr Blei aufgehängt. Das Volumen desselben beträgt rund 23 cm³, der Auftrieb mithin 28 mgr. Eine Änderung dieses Auftriebes um $^1/_{1400}$ würde also hinreichen, um die erfolgte Gewichtsab-

nahme zu erklären. Die benutzte Substanz roch merklich nach Brom, gab also Bromdampf ab. Da Brom aber die Dampfdichte 5,54 hat, so würde es zu einer Änderung des Auftriebes um 0,02 mgr genügen, wenn rund $^1/_{7000}$ der das Bleistück umgebenden Luft durch Brom ersetzt wäre: eine Möglichkeit, die jedenfalls nicht bestritten werden kann. Dieselbe liess sich im vorliegenden Falle auf zwei Arten prüfen. Einmal dadurch, dass man das Radium bedeckte und ferner dadurch, dass man statt des Bleies einen Körper von weit grösserem Volumen und geringerem Gewicht nahm.

III. Radium gerührt wie oben; alsdann mit Glasplatte bedeckt. Wägungen sofort begonnen und nach 25 Min. beendet.

$L - R = -0{,}28, \; -0{,}14, \; -0{,}32$ *S.T*,

Im Mittel $-0{,}25$, d. h. $+0{,}007$ mgr.

IV. Eine Stunde später; abermals gerührt und bedeckt.

$L - R = -0{,}04, \; -0{,}10, \; -0{,}07$ *S.T.*

Im Mittel $-0{,}07$, d. h. $+0{,}002$ mgr.

Aus beiden Versuchen würde eine Gewichtszunahme bei bedeckter radioaktiver Substanz von etwa 0,005 mgr, d. h. relativ zur Gesamtbleimasse von $^1/_{52000000}$ folgen. Zur Erklärung dieser Abweichung (falls sie nicht in Ablesefehlern begründet ist) würde eine Verkleinerung des Auftriebes um $^1/_{5600}$, also eine Erwärmung der Luft in der Nähe des Bleistückes um $^1/_{20}{}^0$ genügen. Wenn auch die Substanz vor den Versuchen schon stundenlang im gleich temperierten Zimmer im Wagekasten gestanden hat und der zum Umrühren benutzte Spatel ebenfalls, so ist die Möglichkeit von Temperaturdifferenzen von $^1/_{10}{}^0$ bis $^1/_5{}^0$ nicht von der Hand zu weisen und diese erklären die beobachteten Abweichungen ohne Zwang.

Es wurden ferner die Bleistücke durch zwei Glaskugeln von zusammen 360 cm^3 Volum und 37 gr Gewicht ersetzt. Die Empfindlichkeit der Wage betrug 46 mm für 1 mgr.

V. Radium gerührt; unbedeckt;

$L - R = +0{,}90, \; +1{,}36, \; +1{,}32;$

im Mittel $+1{,}19$, d. h. $-0{,}025$ mgr.

VI. Radium steht unberührt 1 Stunde; unbedeckt.

$L - R = +0{,}30, \; +2{,}36, \; +4{,}22;$

im Mittel $+2{,}29$ d. h. $-0{,}05$ mgr.

Dass diese Versuche mit Körpern von einem 14mal grösseren Volumen bei nur $^1/_8$ des früheren Gewichtes eine geringere Genauigkeit als die Wägungen mit den Bleistücken ergeben würden, war vorauszusetzen. Sie zeigen aber trotzdem sehr deutlich, wo die eigentliche Ursache der bei offenem Gefässe beobachteten Gewichtsabnahme zu suchen ist.

Nach allem muss ich meine frühere Behauptung in völliger Übereinstimmung mit den von anderer Seite veröffentlichten Versuchen [1]), dass das von mir benutzte de Haënsche Radium keine Gewichtsabnahme von der Grössenordnung $^1/_{25000000}$ bewirke, aufrecht halten.

1) W. Kaufmann, Ann. d. Physik (4) 10, 894, 1903.

Darmstadt, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule.

(Eingegangen 26. März 1903.)

Versuche zur Teilung des Wechselstromes.

Von G. Benischke.

Vor etwa anderthalb Jahren begann ich mit Versuchen über die Trennung des Wechselstromes in zwei gleichgerichtete Ströme durch ein magnetisches Feld. Die Anregung dazu gab die bekannte Erscheinung, dass ein Wechselstromlichtbogen, der sich in einem gleichgerichteten magnetischen Felde befindet, zwei Fackeln zeigt, die in einer zur Kraftrichtung senkrechten Ebene liegen. Es wurden nun an Stelle der einen Kohle zwei halbe (Fig. 1 und 2) verwendet, die durch Glimmer

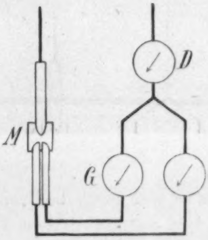


Fig. 1.

voneinander isoliert waren, und jede mit einer Zuleitung versehen, die zu einem Drehspulen-Ampèremeter *G* führte, das nur gleichgerichtete Ströme anzeigt. Hinter diesen Instrumenten vereinigen sich die beiden Zweigströme wieder und werden durch ein dynamometrisches Zeiger-Ampèremeter *D* geleitet. *M* ist ein Pol des Gleichstromelektromagnetes, der die Zerlegung des Lichtbogens in zwei Fackeln bewirkt. Bei genügender Stärke seines Feldes gelingt es, den Wechselstrom so zu teilen, dass die Summe der Angaben der beiden Gleichstromampèremeter ungefähr zwei Drittel der Angaben des Dynamometers ausmachen. Derselbe Versuch ist im Juli vorigen Jahres von Morse und Cushmann in „Electrical World and Engineer" Bd. 40, S. 85 mitgeteilt worden, wobei die Stromstärke in einem Zweige die Hälfte des Wechselstromes gewesen sein soll. Sie hatten aber nur in einem der Zweige ein

Gleichstromampèremeter, und die Versuche zeigen, dass die Gleichströme in den beiden Zweigen keineswegs gleich stark sind, sondern bald im einen, bald im anderen überwiegen. Verwendet man Dochtkohlen oder sogenannte Effektkohlen, so zeigen die Gleichstromampèremeter bereits Ausschläge, auch wenn das magnetische Feld und eine Trennung der Fackeln noch

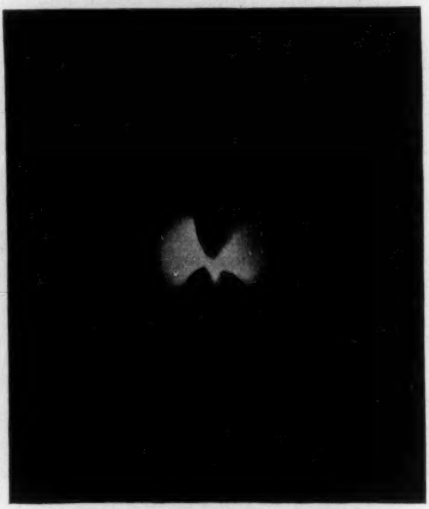


Fig. 2.

nicht vorhanden ist, weil durch die Beimengungen dieser Kohlen eine unsymmetrische Verzerrung der Wellenform des Wechselstromes im Lichtbogen verursacht wird.

Die von den Gleichstromampèremetern hier angezeigten Werte sind übrigens keine Ampère im Sinne eines konstanten Stromes oder des quadratischen Mittelwertes eines symmetrischen Wechselstromes.

Mit der beschriebenen Anordnung ist aber praktisch (Ladung von Akkumulatoren, Selbsterregung von Wechselstrommaschinen u. dgl.) nichts anzufangen, weil der Lichtbogen 40—60 Volt verbraucht und in dem starken magnetischen Felde einen sehr unsicheren Bestand hat. Ich versuchte daher eine ähnliche Trennung in einem metallischen Leiter zu erreichen, und benutzte dazu ein Kupferblech mit Anschlussdrähten nach Fig. 3. Es war aber selbst bei einem magnetischen Felde von etwa 4 facher Stärke des beim Lichtbogen angewendeten keine Spur einer Teilung des Wechselstromes wahrzunehmen, ebensowenig in einer mit ähnlichen Stromanschlüssen versehenen Zelle (Fig. 4),

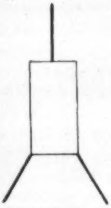


Fig. 3.

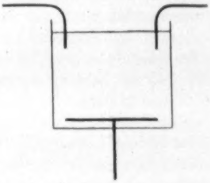


Fig. 4.

die mit Kupfervitriollösung oder mit Quecksilber gefüllt war. Versuche mit einer Quecksilberlampe in der Lummerschen Anordnung, aber mit drei Elekroden führten ebenfalls zu keinem Resultat. Mit niedrig gespanntem Wechselstrom kann bekanntlich überhaupt kein Lichtbogen unterhalten werden und ausserdem wird überhaupt der Gleichstromlichtbogen der Quecksilberlampe von einem magnetischen Felde nur wenig beeinflusst. Da also praktische Ergebnisse nicht zu erzielen waren, habe ich die Sache nicht weiter verfolgt; sie ist aber interessant mit Hinblick auf die verschiedene Art der Elektrizitätsleitung im gewöhnlichen Lichtbogen und in elektrolytischen oder metallischen Leitern oder im Quecksilberlichtbogen.

Berlin, April 1903.

(Eingegangen 12. April 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Rechentafel: System Proell. In neu verbesserter Ausgabe. Dresden-A. (Wittenberger Strasse 70), Heinr. Putscher. M. 3.—

Von Dr. R. Proells Ingenieurbureau wird eine neue Rechentafel in den Handel gebracht, welche bestimmt ist, den gewöhnlichen Rechenschieber zu verbessern. Sie erlaubt wie dieser, Multiplikation, Division, Potenzieren und Wurzelziehen leicht auszuführen. Besonders einfach gestaltet sich noch die Berechnung der Kubikwurzel. Die Verbesserung gegenüber dem gewöhnlichen Rechenschieber ist dadurch erreicht, dass die wirksame Länge der logarithmisch geteilten Skala bedeutend vergrössert ist, so dass die zu erreichende Genauigkeit des Resul-

tats steigt. Eine Skala von 1 m 20 cm Länge ist in 10 Teile geteilt und die einzelnen Teile sind anstatt nebeneinander auf einer Tafel übereinander angebracht. Die Tafel besteht demgemäss aus einer Untertafel und einer durchsichtigen Obertafel, die auf dieser verschoben wird. An Stelle der Verschiebung der Skala, um den zehnten Teil bei dem Rechenschieber tritt hier also ein Aufrücken der Obertafel um eine Zeile.

Hervorzuheben ist noch der billige Preis von 3 Mark und das handliche Format der Tafel, die leicht in der Tasche mitzuführen ist.

Benachteiligt ist die Proellsche Rechentafel durch eine etwas unbequemere Handhabung und dadurch, dass ihr der Läufer zur Festhaltung einer Zahl fehlt.

Die Tafel ist von der Firma Heinrich Putscher, Dresden, Wittenberger Str. 70, zu beziehen. H. Schwienhorst.

(Eingegangen 1. März 1903.)

Astronomischer Jahresbericht. Mit Unterstützung der Astronomischen Gesellschaft herausgegeben von W. F. Wislicenus. III. Band, enthaltend die Litteratur des Jahres 1901. gr. 8. XXXII u. 671 S. Berlin, Georg Reimer. 1902. M. 20.—

Der vorliegende dritte Band des Astronomischen Jahresberichtes enthält die Litteratur des Jahres 1901 und ist im wesentlichen in gleicher Weise abgefasst wie seine Vorgänger. Die Anzahl der Einzelreferate hat auch in diesem Bande noch etwas zugenommen, was in der Natur der Sache liegt und in diesem Jahre besonders durch die vielen Mitteilungen über den neuen Stern im Perseus veranlasst worden ist; ja, würde das Phänomen nicht eingetreten sein, so wäre eine Verminderung der Referate zu verzeichnen gewesen. Durch das Zusammenfassen von kleineren Einzelmitteilungen über denselben Gegenstand von demselben Verfasser hat die Übersichtlichkeit des Berichtes nur gewonnen.

Wie in den früheren Bänden ist auch hier der Herausgeber wieder mit grosser Sorgfalt bemüht gewesen, völlige Objektivität in den Referaten herrschen zu lassen, was in manchen Fällen recht schwierig sein mag, namentlich wenn doch hie und da nicht vermieden werden soll, den Leser merken zu lassen, wes Geistes Kind das fragliche Werk ist. Durch die Mitarbeiterschaft einiger spezieller Fachleute resp. Ausländer ist auch in dieser Richtung die Vollständigkeit der einschlägigen Litteratur sehr nahe gewährleistet. So mag denn auch dieser III. Band mit Recht als ein neuer Beweis für die Sorgfalt des Herausgebers sowohl, als für die Regsamkeit der astronomischen Forscher gelten.

L. Ambronn.

(Eingegangen 2. Januar 1903.)

August Krisch, Astronomisches Lexikon. Auf Grundlage der neuesten Forschungen, besonders der Ergebnisse der Spektralanalyse und der Himmelsphotographie herausgegeben und bearbeitet. gr. 8. VI u. 629 S. mit 327 Abbildungen. Wien, A. Hartleben. 1902. Gebunden M. 12.50.

Gewissermassen im Anschluss an den vor einigen Jahren in gleichem Verlage erschienenen „Atlas der Himmelskunde" ist das vorliegende „Lexikon" zusammengestellt.

Wenn der Atlas die neuesten Forschungsergebnisse in sachlicher, durch einen reichen Bilderschmuck erläuterter Darstellung dem Liebhaber der Sternkunde vorführt, so thut dieses das „Lexikon" in alphabetischer Reihenfolge. Wir besitzen in der Astronomie ein solches Werk noch nicht, wenn man von den kurzgefassten Büchern von Gretschel und von Drechsler absieht, und es würde daher nur mit Freuden begrüsst werden können, wenn das vorliegende Werk noch etwas eingehender und mit grösserer Sachkenntnis abgefasst worden wäre. Aber auch in der gegenwärtigen Gestalt, die wesentlich für den Liebhaber der Astronomie bestimmt ist, kann das Buch besonders wegen seiner zahlreichen Illustrationen, die meist dem „Atlas" entnommen sind, als wertvolles Nachschlagebuch durchaus empfohlen werden. Es kann an dieser Stelle auf Einzelheiten nicht eingegangen werden, sonst würden wohl einige Flüchtigkeiten zu rügen sein, die aber, wie schon bemerkt, den Wert des Ganzen nicht beeinträchtigen.

An den eigentlichen lexikographischen Teil schliessen sich noch eine Reihe von Tabellen an; so eine genaue Zusammenstellung der bis zum Jahre 1902 entdeckten „Kleinen Planeten" und ihrer Bahnelemente, der Kometen, die bis Mitte 1901 beobachtet und berechnet worden sind, sowie speziell eine Zusammenstellung der bis jetzt bekannten periodischen Kometen, welche in mehr als einer Sonnennähe beobachtet werden konnten. — L. Ambronn.

(Eingegangen 2. Januar 1903.)

Hermann Hoernes, Lenkbare Ballons. Rückblicke und Aussichten. gr. 8. XII u. 359 Seiten, mit 84 Figuren im Text, 6 lithographierten Tafeln und zahlreichen Tabellen. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1902. M. 15.—.

Unter den Fachleuten, die vom wissenschaftlichen Standpunkte aus die Lösung der Luftschiffahrtsfrage versuchen, herrschte in den letzten Jahren entschieden eine pessimistische Auffassung vor. Man glaubte zwar, dass es bei geeigneter Wahl der Form und Grösse eines Luftschiffes gelingen würde, einige wenige

Personen mit einer Schnelligkeit von höchstens 10 m per Sekunde gegen die Luftbewegung zu tragen, bezweifelte jedoch, dass sich das Luftschiff als Verkehrs- und Transportmittel jemals bewähren würde.

H. Hoernes, Hauptmann im k. u. k. Eisenbahn- und Telegraphenregimente, ist allgemein als Autorität sowohl in aërostatischer, als auch rein dynamischer (aviartischer) Luftschiffahrt anerkannt. Er beschränkt sich diesmal auf erstere und bezweckt, mit alten Vorurteilen und falschen Ansichten zu räumen sowie die Aussichten der Aëronautik unter Berücksichtigung aller bisherigen Versuche auf rein rechnerischer Grundlage zu diskutieren.

Einer ausführlichen Besprechung der beachtenswerten Versuche und kurzen Hinweisen auf alle übrigen, soweit sie bekannt geworden sind, folgen meteorologische Untersuchungen des Windes und Erörterungen seines Einflusses auf die Ballonbahn. Es geht daraus hervor, dass ein Ballon mit 14 m (pro Sekunde) Eigenbewegung bei 95 Proz. aller Fälle gegen den Wind aufkommen kann.

Die folgenden Kapitel enthalten die Berechnungen von drei Ballontypen. Die erste hat die Form eines abgestumpften Kegels mit halbkugelförmigen Grenzflächen, bei der zweiten ist die hintere Grenzfläche ogival angenommen, die dritte kann man sich durch Rotation eines Kreissegments um die Sehne entstanden denken (der Verfasser spricht von „sphäroidischen Ballons").

Bei allen drei Typen werden nun die Annahmen der Grössen- und Gewichtsverhältnisse sowie die Geschwindigkeitsforderung stark variiert und untersucht, wie dabei sich die „relativen Ballongewichte" verhalten. So werden einzeln das relative (d. h. auf ein Kubikmeter des Traggases bezogene) Gewicht der Hülle, des Traggerüstes, des Motors, der Nutzlast und des gesamten Ballons betrachtet und ihr Einfluss auf die Geschwindigkeit der Fortbewegung nach den in der Aëronautik üblichen Formeln berechnet. Die Resultate (die Rechnungen selbst sind nicht mitgeteilt) werden durch zahlreiche Tabellen und Kurven veranschaulicht und zeigen übereinstimmend, dass die relativen Ballongewichte mit grösserem Volumen abnehmen, der Bau grosser Ballons also am vorteilhaftesten ist. Diese können sogar Schnelligkeiten von mehr als 15 m mit den Mitteln der modernen Technik erreichen.

Damit ist eine bedeutsame Anregung gegeben, die jedenfalls eine neue schaffensfrohe Ära der „Lenkbaren Luftschiffahrt" zur Folge haben wird. Nach den Ausführungen des Verf.'s soll sogar der Transport grösserer Lasten auf diese Weise lohnend gemacht werden können, was gerade bisher immer bestritten ist.

Entgegenstehende Ansichten sucht Verf. zu widerlegen. Insbesondere stellt er dem Einwurfe, dass ein Stoffballon so grosse Geschwindigkeiten nicht aushalten könne, die Thatsache entgegen, dass der Parseval-Sigsfeldsche Drachenballon schon Windgeschwindigkeiten von 25 m widerstanden habe. Zuletzt vervollständigt er seine Darlegungen durch Ausführungen über Stabilität grosser Ballons, Motoren und andere Einzelheiten. — Ein Anhang mit Erläuterungen und Litteraturnachweis trägt sehr zur Übersichtlichkeit bei.

Das Werk ist — ausser den darin enthaltenen neuen Ideen und Anregungen — aus dem Grunde von besonderer Wichtigkeit, weil es dem nutzlosen, ja sogar schädlichen „Spintisieren" in Lenkbarkeitsfragen ein Ende zu machen sucht, indem es dazu beiträgt, die Fachleute an die Behandlung dieser hochwichtigen Probleme auf exakter Grundlage zu gewöhnen.

Göttingen, den 20. Januar 1903.

F. Linke.

(Eingegangen 22. Januar 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der bisherige Hilfslehrer für höhere Mathematik am Eidgen. Polytechnikum in Zürich, Honorarprofessor Dr. Arthur Hirsch, zum o. Professor, der Assistent des physikalischen Laboratoriums G. Luboslawsky zum a. o. Professor der Physik und Meteorologie des Forstinstituts in St. Petersburg, der Beobachter des magnetischen und meteorologischen Observatoriums in Pawlowsk (bei St. Petersburg) W. Schiptschinsky zum Assistent des physikalischen Laboratoriums in St. Petersburg.

Dem Observator am Astrophysikalischen Observatorium bei Potsdam Alexander Biehl und dem Assistenten am physikalischen Institut in Marburg Dr. phil. Karl Schaum (Physikalische Chemie) ist der Professorentitel verliehen worden.

Die Kais. Leopoldinisch-Karolinische deutsche Akademie der Naturforscher hat den leitenden Chemiker der Chininfabrik Buchler & Co. in Braunschweig, Dr. Friedrich Giesel, als Mitglied und die Königliche Akademie der Wissenschaften in Göttingen den a. o. Professor für Geophysik Dr. Emil Wiechert-Göttingen zum o. Mitglied ihrer mathematisch-physikalischen Klasse aufgenommen. Die goldene Medaille der Royal Astronomical Society zu London ist Professor Dr. Hermann Strupe-Königsberg verliehen worden als Anerkennung für seine zahlreichen Beobachtungen und umfassenden Berechnungen über die Bewegungen der Saturnsmonde.

Dr. Theodor Weyl, Privatdozent an der Technischen Hochschule in Berlin, folgte einer Einladung des Fürsten von Monaco, um im Anschluss an das Musée océanographique ein chemisches Laboratorium einzurichten.

Gestorben sind am 2. Februar auf den Kerguelen an Beriberi das Mitglied des deutschen Südpolunternehmens der Meteorologe Enzensperger, der früher auf der Wetterwarte der Zugspitze thätig war, am 28. März in Kopenhagen der Meteorologe G. A. Rung, zweiter Direktor des meteorologischen Instituts, am 3. April der o. Professor der Geodäsie an der Universität in Wien, Honorardozent für höhere Geodäsie an der Hochschule für Bodenkultur, K. und K. Oberst des Ruhestandes, Dr. phil. hon. causa Heinrich Hartl im 64. Lebensjahre.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.